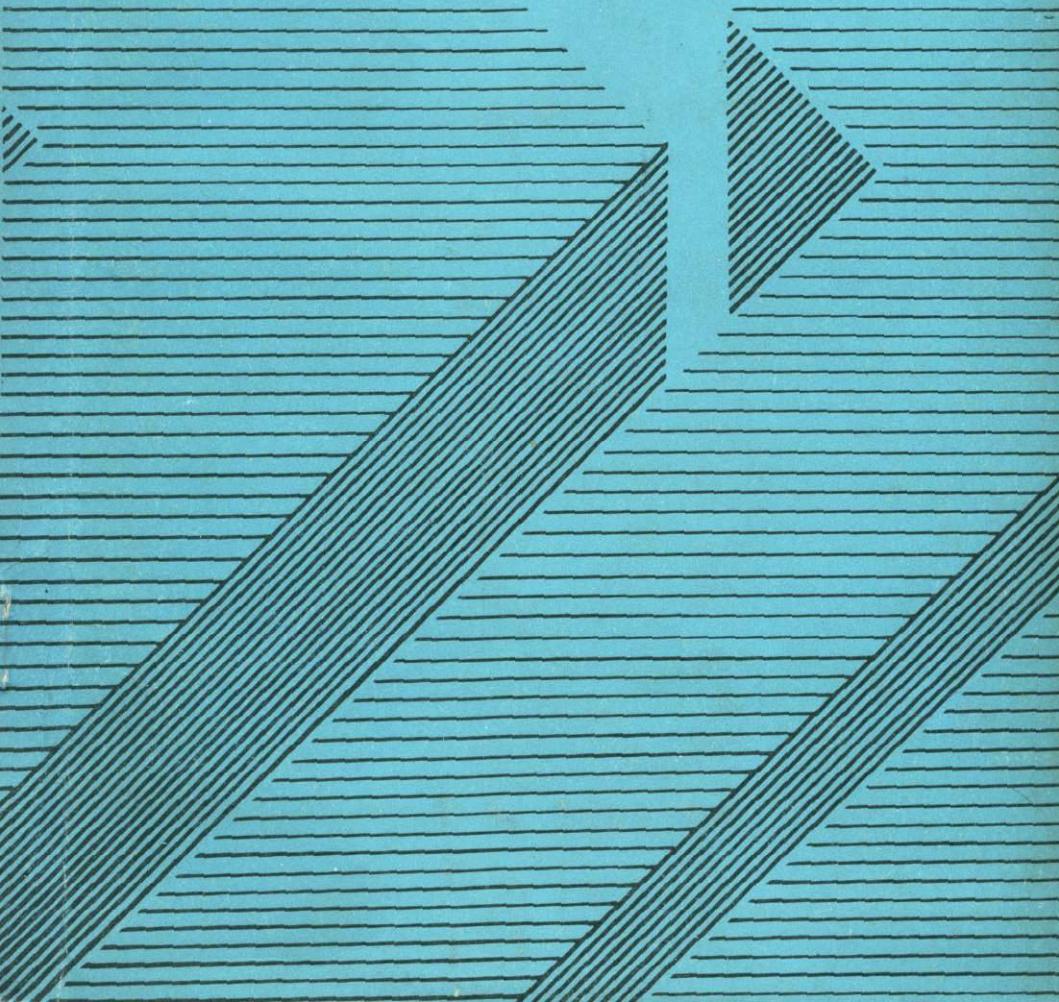
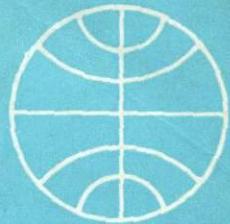


ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
ГЛУБИННОГО
СТРОЕНИЯ
ЗЕМНОЙ
КОРЫ



АНАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР

ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ

550.3 + 551.1

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
ГЛУБИННОГО
СТРОЕНИЯ
ЗЕМНОЙ
КОРЫ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НІВЕВ НАУНОВА ДУМКА 1978



УДК 550.3 + 551.1

В сборнике рассматриваются вертикальные движения земной коры, вопросы определения тепловых потоков, исследование записей сейсмических волн от землетрясений. Некоторые статьи имеют методический характер и посвящены комплексной интерпретации геофизических полей, решению обратных задач, трансформации полей, использованию ЭВМ при интерпретации промыслового-геофизических данных.

Рассчитан на геофизиков и геологов.

Редакционная коллегия

А.В.Чекунов (ответственный редактор), А.П.Бондаренко, Е.Г.Булях,
И.А.Козачок, И.Н.Корчагин, Ю.Б.Кравченко, З.А.Крутиховская, А.Е.Кулин-
кович, Т.С.Лебедев (зам. ответственного редактора), И.И.Попов, М.Ф.Ско-
пиченко, В.Б.Соллогуб, М.И.Толстой, А.Н.Третяк, М.В.Чирвинская, А.А.Юнь-
ков, А.А.Шимук, Б.М.Тонконог (ответственный секретарь)

Редакция информационной литературы

Г 20804 - 418
M221(04) - 78



Издательство "Наукова думка", 1978

УДК 551.241

В.И.Сомов

Институт геофизики АН УССР, Киев

СОВРЕМЕННЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ ТЕРРИТОРИИ МССР И ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ УССР

В соответствии с планом исследований Комиссии многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран по комплексной проблеме "Планетарные геофизические исследования" (КАПГ, Рабочая группа З.1) в 1977 г. завершаются работы по составлению национальных карт современных вертикальных движений земной коры стран-участниц КАПГ /4/.

В 1970-1972 гг. Главным управлением геодезии и картографии было произведено повторное нивелирование I класса по следующим линиям: Снятин-Окница-Бендери-Раздельная ($\bar{v} = \pm 0,32$ мм/км и $\sigma = \pm 0,04$ мм/км), Бендери-Болград-Джурджулешты ($\bar{v} = \pm 0,35$ мм/км и $\sigma = \pm 0,04$ мм/км) и Одесса-Имеринка-Озерная-Золочев-Брест ($\bar{v} = \pm 0,32$ мм/км и $\sigma = \pm 0,02$ мм/км). В совокупности с высокоточными наблюдениями, проведенными в 1961-1972 гг. Львовским филиалом Института геофизики АН УССР и кафедрой инженерной геодезии Львовского политехнического института по трассам Золочев-Свялива-Узловое-Рахов-Делятин-Снятин-Тернополь-Озерная и Перечин-Поляна-Свялива, результаты этих исследований позволяют впервые детально осветить характер современных вертикальных движений земной коры западной части УССР и смежной территории МССР. Кроме того, располагая результатами высокоточных измерений по линии Одесса-Брест, можно заново передать абсолютное значение скорости современных вертикальных движений земной коры в район советской части Карпатского региона.

Имеющийся для данной территории геодезический материал позволяет образовать три полигона повторного нивелирования I класса. Невязка скорости полигона Раздельная-Бендери-Унгени-Окница-Снятин-Тернополь-Имеринка-Раздельная при периметре 1383,9 км составляет +0,4 мм/год. В качестве исходных данных на участке Раздельная-Бендери были использованы наблюдения I класса 1954 г. ($\bar{v} = \pm 0,29$ мм/км и $\sigma = \pm 0,02$ мм/км), на участке Бендери-Снятин - измерение II класса 1954 г. ($\bar{v} = \pm 1,69$ мм/км,

и $\sigma = \pm 0,30$ мм/км) [3], на участке Снятин-Тернополь-Озерная - высокоточное нивелирование 1931-1935 гг. ($\gamma = \pm 0,48$ мм/км и $\sigma = \pm 0,08$ мм/км) [8]. Исходным нивелированием на участке Тернополь-Раздельная являлись измерения I класса, выполненные в 1949 г. ($\gamma = \pm 0,38$ мм/км и $\sigma = \pm 0,01$ мм/км) [5].

Периметр полигона Снятин-Коломыя-Делятин-Ворохта-Рахов-Узловое-Свалява-Золочев-Тернополь-Снятин равен 954,4 км. Невязка скорости составляет - 0,2 мм/год. Исходным нивелированием здесь являлось: на отрезке Снятин-Коломыя-Делятин-Ворохта - прецизионное нивелирование 1934 г. ($\gamma = \pm 0,48$ мм/км и $\sigma = \pm 0,08$ мм/км) [8]; от Ворохты до Узлово - нивелирование I класса 1924-1928 гг. ($\gamma = \pm 0,38$ мм/км и $\sigma = \pm 0,05$ мм/км) и далее до Скотарского - нивелирование I класса 1926-1927 гг. ($\gamma = \pm 0,41$ мм/км и $\sigma = \pm 0,00$ мм/км) [7]; на отрезке Скотарское-Баскид-Лавочное ($l = 18,7$ км) - высокоточные измерения 1954 г. ($\gamma = \pm 0,22$ мм/км и $\sigma = \pm 0,04$ мм/км) и далее от Лавочного до Золочева - наблюдения I класса 1933 г. ($\gamma = \pm 0,48$ мм/км и $\sigma = \pm 0,08$ мм/км); на отрезке Золочев-Тернополь - высокоточные измерения 1949 г. ($\gamma = \pm 0,38$ мм/км и $\gamma = \pm 0,01$ мм/км).

На третьем полигоне Свалява-Узловое-Ужгород-Перечин-Свалява ($l = 195$ км) в качестве исходных данных использовались материалы I класса 1926-1927 гг. ($\gamma = \pm 0,41$ мм/км и $\sigma = 0,00$ мм/км). Невязка скорости составляет +0,3 мм/год.

С целью получения вероятнейших значений скорости было произведено совместное уравнивание всех перечисленных полигонов. Однако вычисленные поправки практически не изменили относительные значения скорости современных вертикальных движений земной коры между смежными пунктами.

При составлении карты современных вертикальных движений земной коры (рисунок, см. вклейку между с. 16-17) использованы два вилючих хода:

1) в Закарпатье - Перечин-Мал.Березный протяженностью 187 км. Первое нивелирование I класса здесь выполнено в 1926-1927 гг. ($\sigma = \pm 0,41$ мм/км и $\sigma = 0,00$ мм/км), повторное II класса - в 1969 г. ($\gamma = \pm 0,72$ мм/км и $\gamma = \pm 0,32$ мм/км);

2) на юге Молдавии - Бендера-Болград-Джурджулешты протяженностью 276,2 км. Исходными данными являются результаты нивелирования I класса 1954 г. ($\gamma = \pm 0,29$ мм/км и $\sigma = \pm 0,02$ мм/км) и повторные результаты нивелирования I класса 1970-1972 гг. ($\gamma = \pm 0,35$ мм/км и $\sigma = \pm 0,04$ мм/км).

В качестве исходного пункта для вычисления абсолютных значений скорости уравненной сети повторного нивелирования служил уровнемерный пункт Одесса, где $V_{abc} = -5,2$ мм/год с ошибкой его определения $\pm 0,28$ мм/год [2].

С целью максимального освещения характера современных движений земной коры и детализации скорости перемещений на территории Предкарпатья нами дополнительно использован отрезок Дулибы-Ив.Франковск-Коло-

мия, где измерения II и I класса соответственно проведены в 1887–1889 гг. ($\gamma = \pm 1,09 - \pm 1,41$ мм/год и $\sigma = \pm 0,09 - \pm 0,17$ мм/км) [6] и 1932 г. ($\gamma = \pm 0,48$ мм/км и $\sigma = \pm 0,08$ мм/км). Суммарная поправка скорости по этому отрезку, вставленному между жесткими пунктами Коломыя ($v_{abs} = +2,5$ мм/год) и Дудибы ($v_{abs} = +2,7$ мм/год), составляет $-0,9$ мм/год. Она равномерно разбросана по всей длине отрезка ($l = 168,0$ км). Использование такого метода определения скорости современных движений земной коры объясняется тем, что в совместное уравнивание включена сеть повторного нивелирования, создание которой проведено современными средствами с использованием современной методики наблюдений с оптимальным интервалом времени между исходным (1924–1945 гг.) и повторным (1954–1972 гг.) нивелированием.

Максимальные современные поднятия (3–4 мм/год) фиксируются в пределах Восточно-Европейской платформы и приурочены к Украинскому щиту (Подубжский антиклиниорий), Волино-Подольской плите и Львовскому палеозойскому прогибу. В северо-западном, юго-западном и южном направлениях от УЩ наблюдается падение интенсивности современных перемещений земной коры. Наибольшее изменение темпа движений отмечается на юго-западном склоне щита, где перепад скорости достигает 5 мм/год. Зона абсолютных спусканий (до $-1,5$ мм/год) охватывает центральную часть Молдавии и вытягивается в северо-западном направлении вдоль границы с Румынией.

Молдавский прогиб и Причерноморская впадина характеризуются слабыми положительными значениями скорости современных движений (0,1–0,8 мм/год). В сторону складчатого сооружения Добруджи интенсивность поднятия резко возрастает (до +3,9 мм/год).

Абсолютное спускание, захватывающее юго-западный склон УЩ, обуславливает относительное спускание краевой части Восточно-Европейской платформы с максимумом в юго-восточной части Предкарпатского прогиба. Таким образом, подтверждается сделанный ранее вывод об уступообразном современном погружении с северо-запада на юго-восток блоков земной коры в пределах Внешней зоны прогиба. Внутренняя его зона и смежные с ней Внешние Карпаты (Скибовая зона) характеризуются одинаковой интенсивностью современных поднятий (до +2,7 мм/год). К северо-востоку и юго-западу от этой зоны интенсивность движений резко изменяется. Так, в Центральной синклинальной зоне Карпат (зона Кросно) скорости современных смещений падают до +(0,7–1,0) мм/год. В связи с разряженностью сети нивелирных знаков на участке Рахов–Ворохта не представляется возможным уверенно судить о том, захватывает ли относительное спускание всю указанную зону или носит локальный характер. Во Внутренних Карпатах скорости движений изменяются от +0,5 до +2,0 мм/год. Наиболее приподнятая в неогене (1500–200 м) Полонинская зона [17] испытывает здесь максимальные поднятия (до +2 мм/год). Минимальные скорости движений приурочены к Магурскому надвигу (+0,5 мм/год).

Относительно равную плоскость с несколько пониженными значениями скорости современных движений (1,0 - 1,2 мм/год) по сравнению с флишевыми Карпатами образует Выгорлат-Гутинский хребет, относящийся к Закарпатскому прогибу (спускание в неогене до 2000 м и последующее поднятие с левантина 200-400 м). Спокойное понижение скорости современных вертикальных движений в предгорьях вулканических Карпат к центру Закарпатского прогиба сменяется участками равных минимальных значений скорости +(0,6-0,8) мм/год. В неогеновое время этот район характеризуется наиболее низкими значениями Послевантийского поднятия (100-200 м).

Геодезические данные указывают на отсутствие перемещений земной коры вдоль северо-восточной границы Складчатых Карпат. Аналогичная картина отмечается и на юго-западном склоне гор, где отсутствуют современные вертикальные деформации земной коры вдоль глубинного разлома, отделяющего Карпаты от Закарпатского прогиба. И хотя изменение темпа современных движений земной коры наблюдается в горной части, однако оно не приурочено к известным геологическим нарушениям, отделяющим Карпаты от прогибов.

Л и т е р а т у р а

1. Гоштейн И.Д. Неотектоника Карпат. К., Наук. думка, 1964, с.183.
2. Победоносцев С.В. Применение расчетного среднего годового уровня моря для определения современных вертикальных движений земной коры. - Геодезия и картография, 1971, № 3, с. 18-28.
3. Современные вертикальные движения земной коры на территории западной половины Европейской части СССР. М., Геодезиздат, 1958. 250 с.
4. Сомов В.И. Изучение современных движений земной коры Карпато-Балканского региона в рамках КАПГ. - В кн.: Геофизические исследования земной коры и мантии Украины. К., 1975, с. 119-122.
5. Энтин И.И. Высокочастотное нивелирование. - Труды ЦНИИГАиК, 1956, вып. 3, с. 340.
6. Astronomisch-geodätische Arbeiten des K. u. K. Militär-geographischen Institutes in Wien, 10. Wien, 1899, p. 244.
7. Cimbálník M., Kruis B., Vyskočil P. Recent crustal movements in the CSSR. - Studia geophys. et geod., 1967, 2, N 3, p.64-70.
8. Katalog wysokości reperów polskiej podstawowej sieci nivelaacyjnej. Warszawa, 1939, s. 294.

УДК 550.311

А.П.Миляшин

НИИМОРгеофизика, Геленджик

ОБ ЭВОЛЮЦИОННЫХ РЫДАХ В РАЗВИТИИ ЗЕМНОЙ КОРЫ МОРСКИХ ВЛАДИН

Морские владины нашей планеты возникли и сформировались в различных условиях геологического развития, приурочившись к древним или молодым платформам, к участкам, расположенным между платформами и складчатыми областями, и, наконец, местом их возникновения явились складчатые или геосинклинальные области разного возраста.

Разнообразие условий образования морских впадин неизбежно должно оказать влияние на строение их земной коры и в первую очередь ее осадочного слоя. В ходе погружения морского дна наблюдается преобразование континентальной коры в субконтинентальную и субокеаническую. Степень этого преобразования находится в зависимости от интенсивности прогибания впадин. Морские впадины, в которых происходит преобразование континентальной земной коры, ее океанизация относятся нами к числу новообразованных с регрессивным или деструктивным процессом преобразования коры [4,5].

Морские впадины, возникшие внутри платформенных областей, при небольших глубинах морского дна характеризуются, как правило, повышенной мощностью земной коры (35–45 км) и континентальной корой (Балтийское, Белое, Аральское, Северный и Средний Каспий, Арафурское, Жалтое моря). Эти моря находятся в начальной стадии эволюционного ряда преобразования земной коры с ускорением этого преобразования в наиболее глубоководных частях впадин. Однако имеются морские впадины (Баффина) где процесс преобразования земной коры принял весьма интенсивный характер, приведший к значительному сокращению мощности земной коры (до 6 км) за счет исчезновения "гранитного" и сокращения мощности "базальтового" (до 1,2 км) слоев. К особому подтипу платформенных морей следует отнести впадину Красного моря, явившуюся результатом рифтообразования.

Морские впадины, образовавшиеся между платформами и складчатыми областями, характеризуются более повышенной мощностью осадочного (до 10–16 км) чехла и интенсивным процессом преобразования земной коры, сопровождаемым исчезновением в их глубоководных частях "гранитного" и значительного сокращения "базальтового" слоев (до 3–5 км в море Леванта, Западно-Черноморской впадине и Мексиканском заливе). Встречаются и морские впадины (Ионическая), где процесс океанизации коры принял наиболее интенсивный характер, приведший к исчезновению "базальтового" слоя.

Морские впадины, образовавшиеся в альпийских, кайнозойских и современных геосинклинальных областях, отличаются разнообразием процессов преобразования земной коры. Ряд морских впадин (Японское, Коралловое, Тасманово моря) характеризуются относительно повышенной мощностью "базальтового" (8–9 км) и пониженной, или уменьшенной, мощностью осадочного (2–3 км) слоев. Более интенсивное преобразование земной коры испытали такие моря, как Карибская и Восточно-Черноморская впадины, мощность коксиллизированной коры в глубоководных частях которых составляет 5–7 км при увеличенной мощности осадочного слоя (до 5–10 км).

Некоторые моря, возникшие в позднеальпийский этап геологического развития (Алжиро-Прованская бассейн, Тирренская впадина), оказались вовлечеными в весьма интенсивное преобразование коры (при значительном прогибании их дна), в результате которого произошел резкий подъем по-

верхности Мохоровичича и "базальтовый" слой оказался значительно преобразованным, а скорости продольных волн его стали близкими к скоростям верхней мантии.

По-иному сложился процесс преобразования земной коры в Южно-Каспийской впадине. Эта акватория аналогично Черноморской мегавпадине испытала в мезозое – палеогене процесс регressiveного развития с превращением континентальной коры в субокеаническую. В олигоцене – неогене, т.е. в течение второго (орогенного) этапа геосинклинального развития, земная кора Южного Каспия стала испытывать преобразование прогressiveного характера. Об этом свидетельствует повышенная мощность земной коры акватории, составляющей 35–45 км характерной для мощности коры континентов, при высокой мощности "базальтового" (до 10–15 км) и осадочного (до 15–25 км) слоев. Изученная верхняя часть осадочной толщи охвачена складкообразованием на всей акватории. Кроме того, на дне выявляются подводные хребты с амплитудой до 500 м. Все эти данные позволяют предполагать, что в современной стадии развития Южный Каспий вступил в период прогressiveного развития, в ходе которого наблюдается превращение субокеанической коры в субконтинентальную. Судя по скорости накопления осадков плиоценово-четвертичного возраста, Южно-Каспийская впадина через 0,5–1 млн. лет полностью заполнится осадками и ее земная кора превратится в континентальную.

Особенностью геологического развития Западно-Тихоокеанского текtonического яяя является оттеснение геосинклинального процесса по направлению к ложу океана, сопровождаемое приращением континентальных площадей [3]. Геосинклинали, возникшие при наступлении материка на океан, зарождались на океанической коре [1,3]. Таковыми являются талассогеосинклинали, выделенные Н.А. Богдановым [1]. К последним отнесены верхнепалеозойско-мезозойские либо мезозойские геосинклинали юго-востока Корякского нагорья, Восточного Сахалина, о.Хоккайдо, ряда островов Филиппин, севера Новой Гвинеи, востока Новой Кaledонии и Новой Зеландии и др. Отличительным признаком подобных талассогеосинклиналей является особенность их формационного состава с наличием глубоководных кремнисто-граувакковых образований типа францисканской формации [1,3]. Представлена эта формация осадочными породами, в которых главную роль играют массивные и слоистые граувакковые сланцы, переслаиваемые алевролитами и глинистыми сланцами. В составе формации имеются вулканогенные образования (лавы и пирокласты спиллитов), мраморизованные известняки, яшмы и кремнистые сланцы, а в верхней части разреза – флишевые отложения.

Наблюдается также широкое развитие ультраосновных пород (перидотитов, дунитов, серпентинитов). В указанных районах происходило прогressiveное преобразование земной коры. В частности, на площади современного Охотского моря в конце мезозойского возраста произошло замыкание

ние геосинклинального процесса [2,3] с образованием континентальной коры. В неогене прогрессивный процесс преобразования земной коры сменился на регressiveный в связи с наступлением океана на материк, активно проявившемся в Южно-Охотской, Командорской и Алеутской глубоководных впадинах. Здесь континентальная кора испытала превращение в субокеаническую.

Таким образом, для подобного рода впадин можно говорить о наличии прогрессивно-регressiveного развития земной коры: в ранний период формирования этой акватории океаническая кора (реликт океана) преобразовалась в континентальную, а в более поздний произошло новообразование морской впадины с преобразованием континентальной коры в субокеаническую.

Примером прогрессивного развития коры является Филиппинское море. Судя по строению земной коры, оно является реликтом океанической коры. К реликтовым морям его также относят с учетом геоморфологических и геодинамических данных Ю.М.Пущаровский [3] и Г.Б.Удинцев [6].

В пределах Филиппинского моря, в связи с охватом его акватории процессами современного геосинклинального развития, происходит преобразование земной коры. Вследствие этих преобразований возникают подводные поднятия и гряды (Кюсю-Палау, Марианская), сопровождаемые интенсивным проявлением вулканизма. В результате вулканизма в акватории Филиппинского моря, по-видимому, оказались перекрытыми осадочные породы мезозойского возраста и поэтому при бурении "Гломар Челленджер" возраст осадочной толщи, залегающей на вулканогенных породах, оказался более молодым (неоген - олигоцен) по сравнению с возрастом пород, обнаруживаемых при бурении в прилегающих частях океана.

Море Скотия есть основания относить тоже к реликтовым морям, но с весьма интенсивным преобразованием земной коры. Свидетельством чего служит факт отсутствия в составе земной коры "базальтового" слоя.

Отмеченные процессы преобразования земной коры можно представить в виде схемы эволюционного развития земной коры морских впадин.

Схема эволюционного развития земной коры морских впадин

I. Новообразованные морские впадины

1. С регressiveным процессом преобразования земной коры.

A. Возникшие внутри платформенных областей:

- находящиеся в начальной стадии преобразования земной коры (Белое, Балтийское, Аральское, Северный и Средний Каспий, моря Северного Ледовитого океана, Адриатическое, Желтое, Арафурское);
- испытавшие интенсивное преобразование земной коры (море Баффина, Красное море).

B. Возникшие между платформенными и геосинклинальными областями:

- а) испытавшие интенсивное преобразование земной коры (глубоководные впадины Леванта, Западно-Чёрноморская, Мексиканского залива);
 - б) испытавшие весьма интенсивное преобразование земной коры (Ионическое море).
- В. Возникшие внутри геосинклинальных областей:
- а) испытавшие умеренное преобразование земной коры (Коралловое, Тасманово, Японское);
 - б) испытавшие интенсивное преобразование земной коры (Карибская, Восточно-Черноморская впадины);
 - в) испытавшие весьма интенсивное преобразование земной коры (Алжиро-Провансский бассейн, Тирренское море).

2. Возникшие внутри альпийских геосинклинальных областей. Испытавшие умеренное регрессивное и находящиеся в стадии прогрессивного преобразования земной коры (Южно-Китайская впадина).

II. Реликтовые морские впадины

1. С прогрессивным процессом преобразования земной коры.

- А. Возникшие внутри кайнозойских и современных геосинклиналей:
- а) находящиеся в начальной стадии преобразования земной коры (Филиппинское, Фиджи, Соломонова, Ново-Гвинейская впадины);
 - б) испытавшие интенсивное преобразование земной коры (море Скотия).

2. С прогрессивно-регрессивным процессом преобразования земной коры.

А. Возникшие внутри кайнозойских и современных геосинклинальных областей.

Испытавшие прогрессивное и находящиеся в стадии интенсивного регрессивного преобразования земной коры (Южно-Охотская, Командорская, Алеутская глубоководная впадина).

Л и т е р а т у р а

1. Богданов Н.А. Талассогеосинклиналии Тихоокеанского кольца.- Геотектоника, 1969, № 3, с.42-51.
2. Мезокайнозойская история и строение земной коры Охотского региона. М., Недра, 1967. 232 с. Авт.: М.С.Марков, В.Н.Аверьянова, И.П.Карташев, И.Н.Соловьев, А.С.Шуваев.
3. Пушаровский Ю.М. Введение в тектонику Тихоокеанского сегмента Земли. М., Наука, 1972. 222 с.
4. Строение земной коры Центральной и Дво-Восточной Европы (по данным взрывной сейсмогеологии). К., 1971. 285 с.
5. Чекунов А.В. Эволюция земной коры в развитии герцинских геосинклинальных прогибов юга европейской части СССР.- Геотектоника, 1971, № 1, с. 78-89.
6. Удинцев Г.Б. Рельеф Земли (морфоструктура и морфоскульптура). Рельеф дна Тихого океана. М., Наука, 1967. 394 с.

В.И.Шевченко, И.А.Резанов

Институт физики Земли АН СССР, Москва

РОЛЬ УНАСЛЕДОВАННЫХ И НОВООБРАЗОВАННЫХ СТРУКТУР В СЕЙСМИЧНОСТИ КРЫМА-КАВКАЗА-КОПЕТДАГА

На первый взгляд представляется вполне очевидным, что расположение очагов землетрясения на площади должно определяться неотектоническим структурным планом или даже только современными движениями. Однако изучение глубинного строения Крымско-Кавказско-Копетдагской части Средиземноморского складчатого пояса, выявление тектонических планов различных этапов развития и сравнение их с распределением эпицентров приводят к иной точке зрения.

Альпийский этап рассматриваемой территории распадается на две стадии - геосинклинальную и орогенную. Первая охватывает интервал времени от лейаса до, вероятно, среднего миоцена или даже среднего сармата включительно. Орогенная стадия начинается, по-видимому, с верхнего сармата и включает четвертичный период. При переходе от геосинклинальной стадии к орогенной происходит не только резкое изменение палеогеографической обстановки (возникает горный рельеф, начинается накопление мощных толщ конгломератов), но и перестройка тектонического плана. Последнее и позволяет выделять эти стадии не только в палеогеографическом, но и тектоническом смысле.

При анализе сейсмичности мы использовали данные И.В.Ананьина [1, 2]. Для территории Западной Туркмении и Ирана мы воспользовались материалами "Атласа землетрясений в СССР" [3], дополнив его данными по ежегодным сводкам. На карте эпицентров были дополнительно визуально выделены сгущения, включающие не менее двух-трех близко расположенных эпицентров [5].

Рассмотрим связь сейсмичности с тектонической схемой геосинклинальной стадии альпийского этапа. В течение этой стадии на рассматриваемой части Средиземноморского складчатого пояса выделяются несколько глубоких, длительно развивающихся геосинклинальных прогибов, трогов, в которых накопились отложения огромной мощности [7]. К числу их относятся Крымско-Северокавказский, Южнокавказский и Предмалокавказский троги. Каждый из них распадается на отдельные прогибы, подстилающие друг друга по простирации (см. рис. I). Линейность в плане, длительность развития, обычно отмечаемая связь с инициальным основным вулканизмом - все это позволяет предполагать, что перечисленным трогам соответствуют глубинные (или сверхглубинные) разломы. На разделяющих эти троги поднятиях мощности отложений того же стратиграфического интервала резко уменьшены, иногда до полного выклинивания.

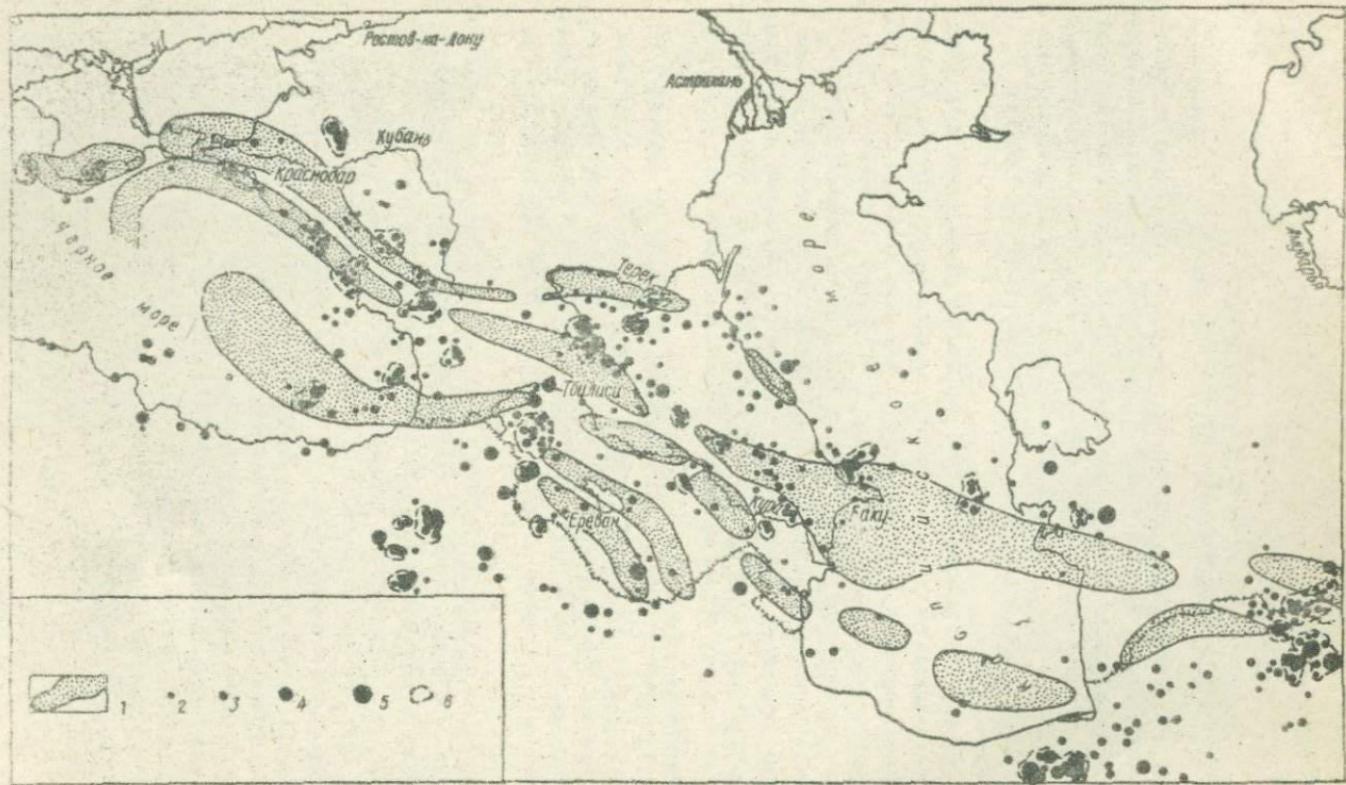


Рис. 1. Соотношение эпицентров землетрясений с элементами тектонической структуры геосинклинальной стадии альпийского этапа развития: 1 - геосинклинальные троги альпийского этапа развития; 2-5 - эпицентры в порядке возрастания магнитуды; 6 - группы эпицентров.

При нанесении эпицентров и особенно стужений, групп эпицентров землетрясений на схему расположения геосинклинальных трогов связь между ними выявляется вполне отчетливо. Большое количество эпицентров приурочено к Южнокавказскому и Предкапетдагскому, в меньшей степени Крымско-Северокавказскому трогам. Эпицентры тяготеют к бортам отдельных прогибов, входящих в состав этих трогов, или располагаются на седловидных перемычках между прогибами. С учетом отмеченной связи трогов с глубинными разломами такая картина представляется вполне естественной. За пределами трогов остаются единичные группы эпицентров.

Поскольку перечисленные троги являются структурами, унаследованными от герцинского этапа развития [7], аналогичные результаты можно было бы получить при совмещении схемы распределения групп эпицентров с тектонической схемой герцинского этапа [5].

Некоторое количество групп эпицентров связано с Предмалокавказским прогибом.

Заметим, что наибольшее количество эпицентров приурочено к Южнокавказскому, Крымско-Северокавказскому и Предкапетдагскому трогам, т.е. тем структурам, которые заложились в начале герцинского этапа и развивались унаследованно в течение и герцинского, и большей части альпийского этапов. Значительно меньше групп эпицентров связано с Предмалокавказским прогибом, возникшим позже, в мезозое. И наконец, практически ни одна группа эпицентров не связана с расположенными на территории Малого Кавказа и относительно коротковивущими Севано-Акарийским и Еревано-Ордубадским прогибами, которые соответствуют Эрзинджан-Саванской и Эрзинджан-Вединской олиолитовым зонам*. Намечается, таким образом, прямая зависимость степени сейсмической активности трогов от длительности их существования.

Парадоксальная картина получается при сравнении распределения эпицентров с тектонической схемой орогенной стадии альпийского этапа (рис. 2). На этой схеме показаны основные прогибы и поднятия новейшего этапа развития. Хотя некоторые из них (Азово-Кубанский, Терско-Каспийский и Предкапетдагский передовые прогибы, поднятия Большого и Малого Кавказа) в какой-то степени наследуют те или иные структуры геосинклинальной стадии [4], в целом структура орогенной стадии достаточно независима от геосинклинальной. Так, Куринская впадина располагается на весьма разнородных структурных элементах, относящихся, с одной стороны, к Южно-Кавказскому и Предмалокавказскому трогам (Кобистано-Прибалханский, Мирзаанский, Агдабединско-Евлахский прогибы), а с другой - к Азербайджанской глыбе (Кюрдамирский, Алаазанский и другие массивы).

Корреляция в расположении групп эпицентров и тектонической структуры орогенного этапа оказывается значительно хуже, чем в предыдущем

* Эпицентры Джавахетского нагорья связаны с поперечными, субмеридиональными разломами.

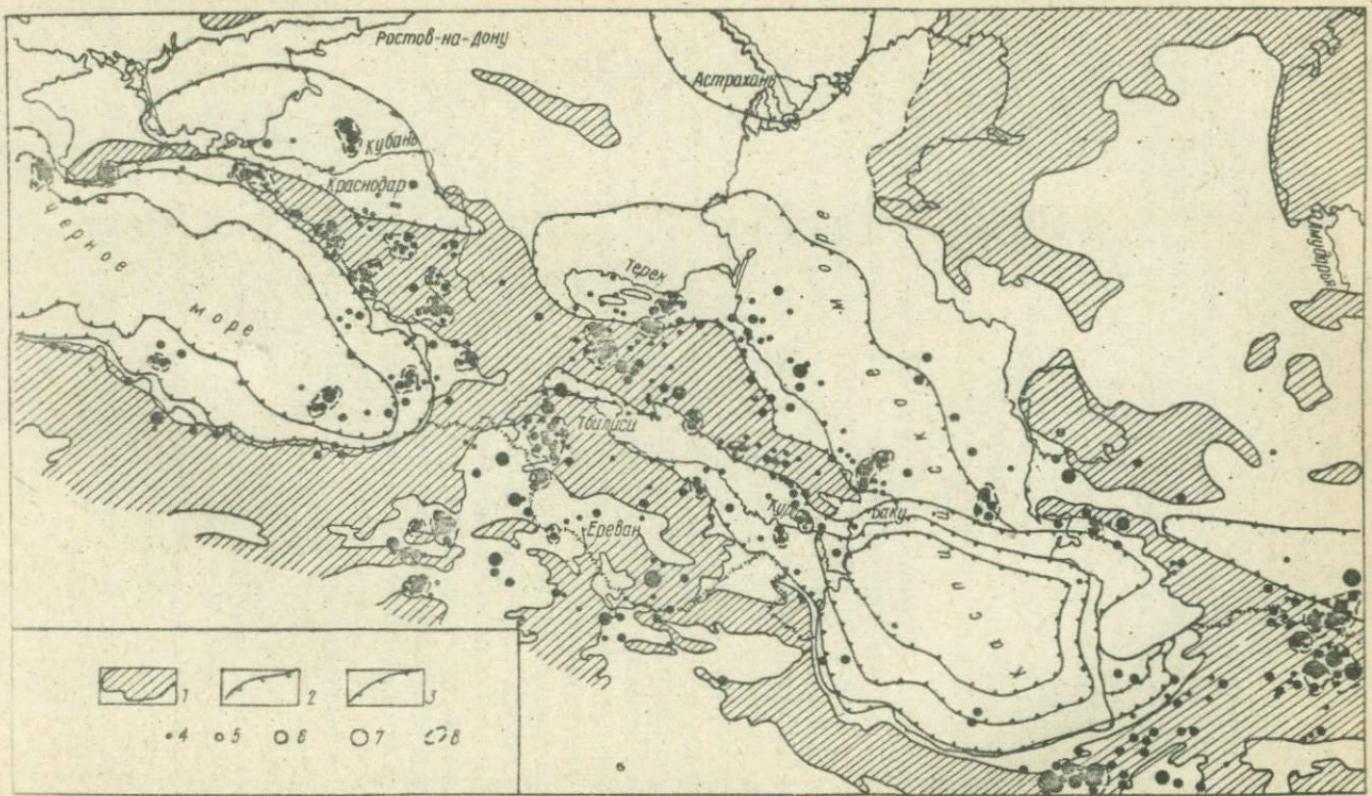


Рис. 2. Соотношение эпицентров с тектонической структурой орогенной стадии альпийского этапа развития:
 1 - области поднятия и размыва; 2 - области прогибания; 3 - области особенно значительного прогибания;
 4 - верхняя и нижняя границы континентального склона Чёрноморской и Южнокаспийской мегавпадин; 5-8 - эпи-
 центры в порядке возрастания магнитуды.

случае, хотя обычно при анализе сейсмичности большое значение придается именно новейшим перестройкам и тем структурным элементам, которые формируются на орогенном, неотектоническом этапе. Так, в восточной части Кавказского перешейка четко выраженная цепочка групп эпицентров обычно связывается с границей горного поднятия Восточного Кавказа и Куриночной депрессии. Однако это справедливо только в той мере, в какой эта неотектоническая граница совпадает с ограничениями Южно-Кавказского геосинклинального трога. Там же, где они расходятся, группы эпицентров следуют направлению трога. Это хорошо видно в центральной части Кавказского перешейка, где цепочка групп эпицентров далеко отклоняется от северного борта Куринской впадины (см. рис. 2) и уходит в пределы горного поднятия, следуя северному крылу Южнокавказского трога (см. рис. 1).

На рассматриваемой территории многие исследователи важную роль в сейсмичности региона отводят процессу формирования Черноморской наложенной мегавпадины (см. рис. 2). Расположенные у Крымского и Кавказского побережья эпицентры землетрясений объясняются обычно именно этим процессом. Однако, как следует из нашей тектонической схемы геосинклинальной стадии (см. рис. 1), все эти группы эпицентров с таким же основанием можно связывать с соответствующими частями Крымско-Северокавказского и Южнокавказского трогов. Эта же связь намечается и для тех групп очагов, которые имеются в восточной части Черного моря. Они попадают в полосу Предмалокавказского трога. На территории Каспийского моря группы эпицентров приурочены к северному борту Южнокавказского трога, а какая-либо связь с собственно Южнокаспийской мегавпадиной отсутствует. Более того, если сравнивать в целом количество эпицентров землетрясений, приуроченных территориально к геосинклинальным трогам на Кавказском перешейке и в Западной Туркмении, с одной стороны, и к продолжениям тех же трогов в пределах Черноморской и Южнокаспийской мегавпадин, с другой, то можно скорее говорить о том, что с этими мегавпадинами связана наложенная асейсмичность или резко пониженная сейсмичность. Этот вывод становится особенно очевидным, если принять во внимание довольно многочисленные очаги землетрясений на территории северной части Турции [6], на нашей схеме не показанные.

Таким образом, тектоническая дифференциация орогенного этапа не является фактором, в решающей степени определяющим сейсмичность рассмотренного региона. Сейсмические явления здесь контролируются главным образом тем тектоническим планом, который сформился в середине палеозоя, был незначительно усложнен в мезозое и просуществовал до начала сарматы. Тот факт, что этот тектонический план определяет сейсмичность, т.е. явление современное, показывает, что он не был уничтожен при формировании орогенной структуры.

Л и т е р а т у р а

1. Афанасьев И.В. Аргунское землетрясение 2 марта 1966 г. - В кн.: Землетрясения в СССР в 1966 г. М., 1970, с. 35-43.
2. Афанасьев И.В., Попов М.Г. Сейсмичность и изостатическое состояние литосфера Черноморской впадины. - В кн.: Изостазия. М., 1973, с. 75-82.
3. Атлас землетрясений в СССР. М., Изд-во АН СССР, 1962. 155 с.
4. Резанов И.А., Шевченко В.И. Новые представления о глубинном строении некоторых передовых прогибов Альпийской складчатой области. - Изв. вузов. Геология и разведка, 1973, № 5, с. 1B-2B.
5. Резанов И.А., Шевченко В.И. Связь сейсмичности с глубинным строением Кавказа, Южного Каспия и Западной Туркмении. - В кн.: Сейсмотектоника Альпийского складчатого пояса юга СССР и некоторых сопредельных территорий. М., 1974, с. 33-42.
6. Ризниченко Ю.В., Друмы А.В., Степаненко Н.Я. Карта сейсмической активности Причерноморья. - В кн.: Тектоника и сейсмичность Причерноморья и Черноморской впадины. Киминцев, 1974, с. 51-58.
7. Шевченко В.И., Резанов И.А. Основные этапы тектонического развития Кавказа, Южного Каспия и Западной Туркмении. - Изв. вузов. Геология и разведка, 1971, № 8, с. 3-13.

УДК 550.361

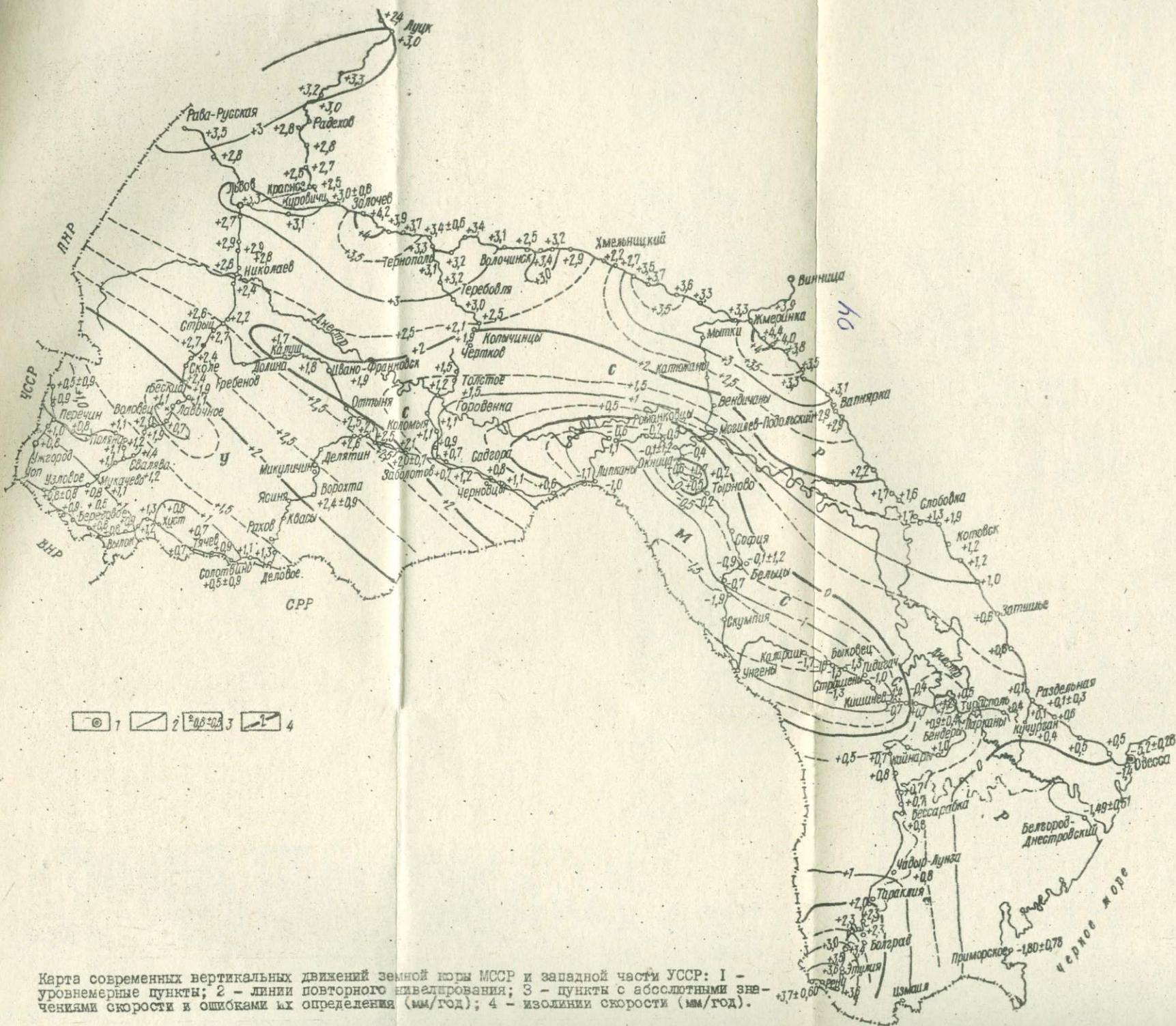
Р.И.Кутас, М.И.Бевзюк, В.Ф.Выговский
Институт геофизики АН УССР, Киев

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЧАСТИ ИНДИЙСКОГО ОКЕАНА

Измерения теплового потока проводились в 10-ом и 11-ом рейсах лис "Академик Вернадский". Получено 21 значение теплового потока в пределах экваториальной области Индийского океана.

В настоящее время в Индийском океане выполнено свыше 300 определений теплового потока [3,5,7-10,13]. Обобщенные результаты всех этих исследований представлены в "Геолого-геофизическом атласе Индийского океана" [7]. Имеющийся материал позволяет говорить о самых общих закономерностях в распределении тепловых потоков на крупнейших структурах дна Индийского океана. Выделены зоны повышенных потоков на срединно-океанических хребтах, зоны низких потоков, соответствующие склонам хребтов и глубоководным желобам, зоны устойчивых их значений в пределах океанических котловин. Однако эти общие закономерности в распределении тепловых потоков часто нарушаются. Тепловое поле отдельных тектонических блоков и зон имеет свои особенности, для изучения которых требуется дополнительный материал. Станции теплового потока расположены крайне неравномерно. Существуют обширные площади, в пределах которых тепловые потоки вовсе не определялись. Редкая сеть станций не позволяет решить вопрос о природе аномалий теплового потока и их связи с тектоникой, динамикой недр и условиями теплообмена в придонном слое.

Наши станции теплового потока были сосредоточены в нескольких относительно слабоизученных районах срединно-океанического хребта, Сомалийской и Центрально-Индийской котловин (рис. 1).



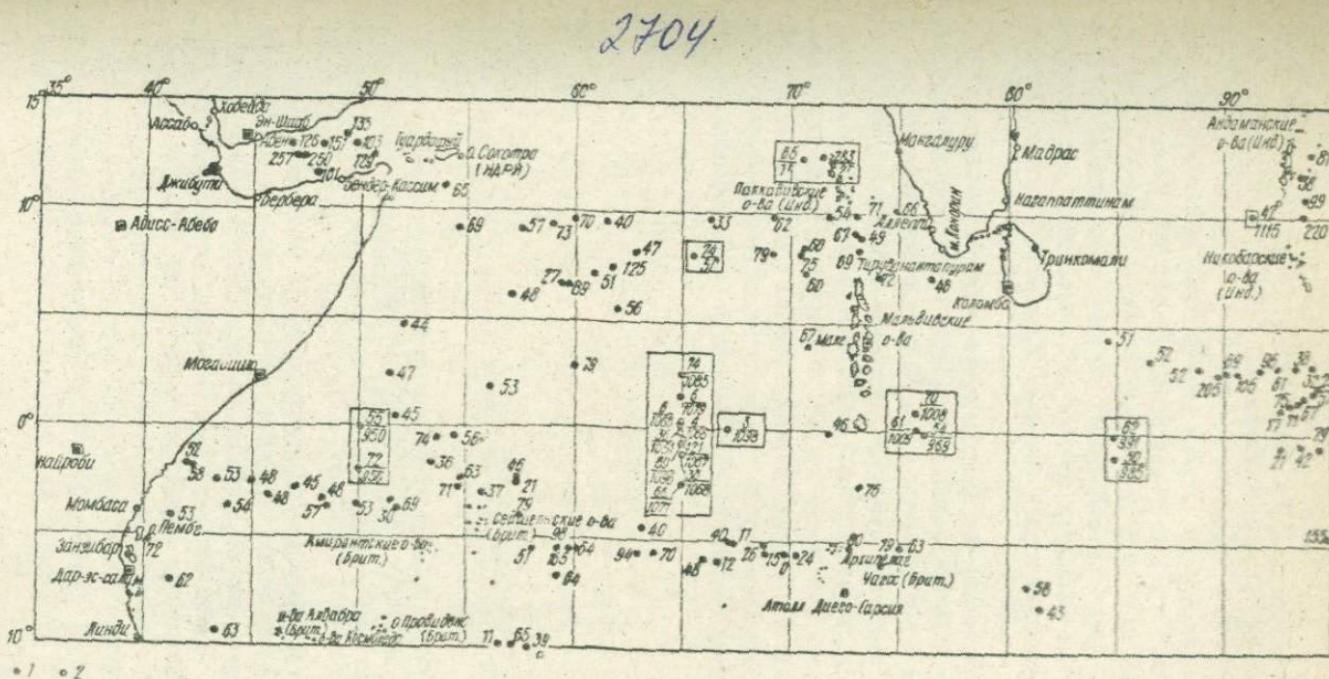


Рис. 1. Схема распределения станций теплового потока в приэкваториальной части Индийского океана: 1 - станции теплового потока по опубликованным данным; 2 - станции теплового потока, измерения на которых проведены в 10-ом и 11-ом рейсах кис "Академик Вернадский" (в числителе - значения теплового потока в $\text{мВт}/\text{м}^2$, в знаменателе - номера станций).



Методика измерений

Измерение геотермического градиента. Геотермический градиент в донных осадках измерялся термоградиентографом ПТГ-2МТБ [2]. Он состоит из контейнера, соединенного с геологической трубкой, на которой на некотором расстоянии от нее укреплены датчики температуры. Расстояние между датчиками составляет 1 и 1,2 м. В качестве датчиков температуры использовались батареи из 10 медно-константановых термопар с чувствительностью $410 \cdot 10^{-6}$ В/град. Зонд с термобатареей позволяет измерять разность температур в $0,005^{\circ}\text{C}$ с точностью не ниже 10%. Регистрация производилась самописцем, выполненным в виде самобалансирующегося моста постоянного тока.

Контроль получаемых результатов осуществлялся повторным измерением в некоторых точках градиента температуры, которые производились как с поднятием, так и без поднятия зонда на борт судна. Во всех пунктах, где выполнялись повторные измерения, получена хорошая сходимость результатов. Пример двойной записи градиента температуры без поднятия зонда на борт судна приводится на рис. 2. Контроль входления зонда в осадки осуществлялся с помощью дополнительного пробоотборника, укрепленного на геологической трубке на уровне верхнего спая термобатареи. Полученные значения градиентов температуры по всем станциям приводятся в таблице.

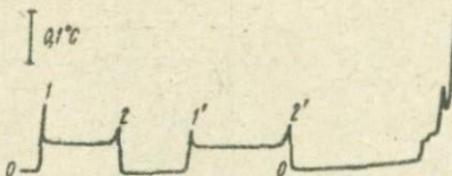


Рис. 2. Пример записи двойного измерения температурного градиента:
0 - 0 - нулевая линия; 1-2 - первая запись градиента; 2'-2'' - вторая запись градиента.

Измерение теплопроводности донных осадков. Теплопроводность осадков измерялась на образцах, поднятых грунтовой трубкой. В большинстве случаев определения выполнялись двумя методами: игольчатого зонда [6] и по содержанию воды в осадках [12]. Значения теплопроводности, полученные разными методами, отличаются не более чем на 5-10% (таблица).

Тепловые потоки

Тепловые потоки в Сомалийской котловине были измерены в двух пунктах (см. рис. 1). В одном из них тепловой поток составил 55, а в другом - 72 мВт/м².

Номер станции	Координаты		Глубина, м	Теплопроводность, Вт/м·К		Градиент, К/м	Тепловой поток, мВт/м ²
	широта	долгота		вычисленная по влажности	измеренная игольчатым зондом		
1г	12°21'2C	70°34'6B	3600	0,95	-	0,068	65
2г	12°31'0C	71°30'2B	1700	0,94	-	>0,300	>283
5г	08°00'0C	65°35'0B	4650	0,89	-	0,083	74
950	00°00'0	50°00'0B	5120	0,79	-	0,070	55
956	02°00'0D	50°01'1B	5070	0,79	-	0,091	72
969	00°04'6D	76°00'4B	4460	0,80	-	0,067	54
991	00°04'0D	84°54'5B	4540	0,80	0,84	0,076	62*
985	01°03'0D	84°56'9B	4650	0,88	0,86	0,057	50*
1009	00°03'9C	75°45'0B	4180	0,78	0,82	0,076	61*
1008	00°57'6C	75°53'1B	4120	-	0,92	0,076	70
1051	00°00'7D	64°54'4B	4050	0,80	0,86	0,043	36*
1066a	00°14'6C	64°55'4B	3820	0,85	-	0,005	4
10666	00°18'5C	64°56'2B	3850	-	0,90	0,007	6
1067	00°28'7D	65°04'0B	4470	0,76	0,83	0,152	121*
1068	01°03'8D	65°04'0B	3530	0,83	0,87	0,045	38*
1071	02°29'7D	65°00'0B	3770	0,84	0,90	0,076	66*
1079	01°31'2C	65°03'0B	3580	0,83	0,88	0,007	6*
1085	02°25'2C	65°01'2B	3690	0,81	0,83	0,090	74*
1096	00°30'0D	65°02'5B	4700	0,74	0,80	0,104	80*
1098	00°02'5C	67°09'0B	3500	0,85	0,88	0,003	3*
1115	09°57'6C	91°14'6B	3600	0,89	0,98	0,045	42*

*Величины теплового потока, полученные как произведение температурного градиента на среднее значение теплопроводности по данным обоих методов.

Пять станций теплового потока располагались в северной части Центрально-Индийской котловины. Значения тепловых потоков, полученные здесь, находятся в интервале 50–70 мВт/м² и близки к среднему значению потока в Индийском океане (\bar{P}_{10}).

В северной части Мальдивского хребта тепловой поток измерен в двух пунктах, в результате чего получены существенно различные значения – 65 и более 283 мВт/м². Последнее значение не типично для этого района, в пределах которого преобладают потоки 55–70 мВт/м². Это высокое значение получено в поднятии и, очевидно, связано с локальными причинами. Обусловлено оно, вероятно, гидротермальными процессами.

Одно измерение теплового потока выполнено в Аравийской котловине вблизи скважины, пробуренной "Гломар Челенджер". Тепловой поток равен 74 мВт/м².

Одна станция теплового потока расположена в Бенгальском заливе на продолжении оси Зондского желоба. Тепловой поток здесь составляет $42 \text{ мВт}/\text{м}^2$ и соответствует значениям потока, полученным в пределах желоба вблизи берегов Суматры [7, 10].

Девять станций теплового потока находятся в пределах юго-западного склона Аравийско-Индийского хребта. Все они расположены по профилю вдоль меридиана 65° в.д. Измеренные величины теплового потока на этом профиле варьируют в значительных пределах – 4 – $121 \text{ мВт}/\text{м}^2$. Средняя величина потока равна $48 \text{ мВт}/\text{м}^2$. В северной части профиля на незначительном удалении от оси хребта тепловой поток составляет $74 \text{ мВт}/\text{м}^2$. Ещё на трех станциях получены потоки порядка $5 \text{ мВт}/\text{м}^2$.

На участках профиля к югу от экватора потоки увеличиваются, но наблюдается большой разброс в их значениях – от 38 до $121 \text{ мВт}/\text{м}^2$.

Величина теплового потока через дно океана зависит от множества факторов: характера рельефа дна, мощности и скорости накопления осадков, придонных течений, изменений температуры придонного слоя, гидротермальной деятельности и прочих причин. Анализу таких факторов посвящена обширная литература [2, 3, 4, 9–11, 14–16], однако многие вопросы неравномерного распределения тепловых потоков не имеют однозначного решения. Особенно оживленно дискутируются природа аномалий тепловых потоков на срединно-океанических хребтах, в пределах которых потоки изменяются от 0 до $400 \text{ мВт}/\text{м}^2$ и более.



Рис. 3. Рельеф дна по профилю вдоль 65° восточной долготы (стрелками обозначены места измерений теплового потока).

Низкие тепловые потоки, установленные нами на склоне Аравийско-Индийского хребта на расстоянии около 100 км от его оси (таблица, станции № 1066а, 1066б, 1079), трудно объяснить локальными и поверхностными причинами. Они не могут быть связаны ни с рельефом, ни с переменной мощностью осадков. Рельеф дна в этом районе сильно расчленен, но перепады глубин не очень большие (рис. 3). Мощность осадков также небольшая, хотя и колеблется в широких пределах. Влияние неравномерного накопления осадков ощущается на станциях № 1067 и 1096, которые находятся в зоне трансформного разлома и резкого изменения глубин. Станция № 1067 расположена на склоне поднятия, а станция № 1096 – в долине. Тепловые потоки соответственно равны 121 и $80 \text{ мВт}/\text{м}^2$. В долине вследствие интенсивного накопления осадков произошло уменьшение теплового потока.

Низкое значение теплового потока, составляющее 3 мВт/м², получено и в центральной части Аравийско-Индийского хребта на станции № 1098.

Природа аномально низких тепловых потоков в пределах срединно-океанических хребтов до настоящего времени не выяснена. Их связывают или с существованием зон повышенной проницаемости земной коры и движением термальных вод [11, 16], или с эндотермическими реакциями в толще земной коры, особенно в ее верхней части [3, 4].

Для выяснения природы аномалий необходимо продолжить в этом районе детальное изучение как тепловых потоков, так и температур в придонном слое воды и в осадках на глубинах до 10 м и более.

Л и т е р а т у р а

1. Герцен Р.П. фон, Лангсет М., Склэйтер Дж., Удинцев Г.Б., Савостин Л.А. Тепловой поток. - В кн.: Геолого-геофизический атлас Индийского океана. М., 1975, с. 105-108.
2. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М., Наука, 1973, с. 174.
3. Попова А.К., Смирнов Я.Б., Сувилов Э.А., Удинцев Г.Б., Шехватов Б.В. Геотермические исследования на крупнейших тектонических структурах дна Индийского океана. - В кн.: Исследования по проблеме рифтовых зон Мирового океана. Т. 2, М., 1972, с. 203-215.
4. Anderson R.N. Petrological significance of low heat flow on the flanks of slow-spreading midocean ridges. - Geol. Soc. Amer. Bull., 1972, 82, p. 2947-2956.
5. Birch F.S., Halunen Jr. A.J. Heat flow measurements in the Atlantic Ocean, Indian Ocean, Mediterranean Sea and Red Sea. - J. Geophys. Res., 1966, 71, p. 583-586.
6. Herzen R.P. von, Maxwell A.E. The measurement of thermal conductivity of deep-sea sediments by a needle-probe technique. - J. Geophys. Res., 1959, 64, p. 1557-1563.
7. Herzen R.P. von, Vacquier V. Heat flow and magnetic profiles on the Mid-Indian Ocean Ridge. - Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A, 1966, 259, p. 262-270.
8. Langseth M.G., Taylor P.T. Recent heat flow measurement in the Indian Ocean. - J. Geophys. Res., 1967, 72, p. 6249-6260.
9. Langseth M.G., LePichon X., Ewing M. Crustal structure of Mid-ocean Ridges. 5. Heat flow through the Atlantic Ocean floor and convection currents. - J. Geophys. Res., 1966, 71, p. 5321-5355.
10. Lee W.K.R., Uyeda S. Review of heat flow data. - In: Terrestrial heat flow. Am. Geophys. Union, Washington, D.C., 1965, p. 87-190.
11. Lister C.R.B. On the thermal balance of Mid-ocean Ridge. - Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1972, 26, p. 515-535.
12. Ratcliffe E.H. The thermal conductivities of ocean sediments. - J. Geophys. Res., 1960, 65, p. 1935-1951.
13. Sclater J.G. Heat flow in the northwest Indian Ocean and Red Sea. - Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A, 1966, 259, p. 271-278.
14. Sclater J.G., Francheteau J. The implication of terrestrial heat flow observation on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the Earth. - Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1970, 20, p. 509-527.
15. Sclater J.G., Herzen R.P. von, Williams D.L., Anderson R.N. and Kligord K. The Galapagos Spreading Centres: heat flow low on the north flank. - Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1974, 38, p. 609-626.
16. Williams D.L., Herzen R.P. von, Sclater J.G., Anderson R.N. The Galapagos Spreading Centres: lithospheric cooling and hydrothermal circulation. - Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1974, 38, p. 587-607.

Б.Г. Пустовитенко

Институт геофизики АН УССР, Киев

МЕХАНИЗМ ОЧАГА ТРЕХ ЧЕРНОМОРСКИХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

В период 1972-1973 гг. в Крымско-Черноморском регионе произошло три землетрясения средней интенсивности ($m_g = 4,5$). Очаги их находились в пределах земной коры в Севастопольской (А) и Анапской (Е) очаговых зонах (рис. I). Основные параметры этих землетрясений, взятые из раз-

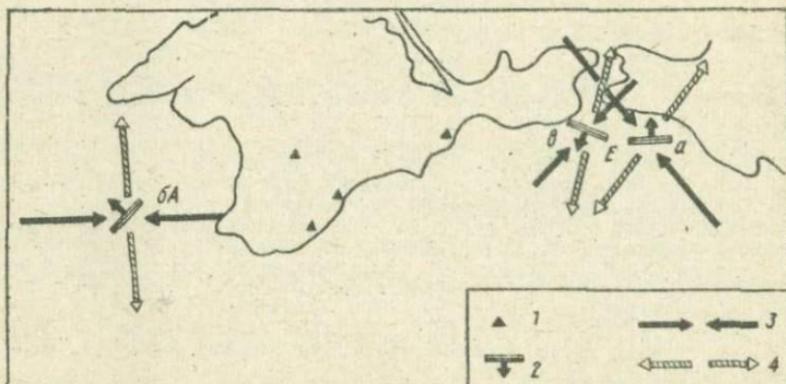


Рис. I. Карта эпицентров землетрясений: а - 22 июля 1972 г.; б - 6 августа 1972 г.; в - 20 февраля 1973 г.
1 - сейсмические станции Крыма; 2-4 - соответственно ориентация плоскостей разрывов, напряженный сжатий и растяжений в очагах землетрясений.

личных источников, даны в табл. I. Разброс значений координат положения эпицентров по первым трем источникам находится в пределах $0,1^{\circ}$. Данные, взятые из Оперативного московского бюллетеня (Москва), дают большие отклонения от среднего значения, поэтому при обработке нами учитывались в основном три первых источника. Значения азимутов с эпицентра на станции и эпицентральных расстояний взяты из Эдинбургского (1955) и регионального Крымского бюллетеней. Источником данных о первых вступлениях продольных волн служили Эдинбургский и Страсбургский бюллетени, сейсмограммы сети станций Крыма, а также станций "Анапа" и "Кишинев". Углы выхода рассчитывались как для глубины очага 33 км, так и для усредненной $h = 15$ км. Определение положения нодальных плоскостей и направления осей главных напряжений сделаны по методу А.В. Введенской [2]. Построение на сетке Вульфа проведено для нижней полусфера.

Рассмотрим отдельно результаты определения основных элементов очага каждого землетрясения (табл. 2) в порядке их следования вдоль региона.

Таблица I

Основные параметры землетрясений

Дата	Источник	t_0	φ	λ	h	m	M_L (к)	Зона очагов
22.07 1972 г.	Крым	05 10 42	44,8	37,0	3/к		(12)	
	USGS	05 10 39,5	44,9	36,9	33	4,6		E
	IYS	05 10 34	45,02 \pm 0,03	37,08 \pm 0,03	~0	4,9		
6.08 1972 г.	Москва	05 10 35	44,8	37,0			4,7	
	Крым	00 53 11	44,6	32,7	5			
	USGS	00 53 12,3	44,7	32,6	33	4,5		
20.02 1973 г.	IYS	00 53 08,6	44,63 \pm 0,3	32,63 \pm 0,04	~0	4,8		A
	Москва	00 53 12	44,7	32,5			4,7	4
	Крым	II 38 53	44,9	36,35	3/к			
	USGS	II 38 48,8	45,0	36,4	17	4,2		
	IYS	II 38 50 \pm 2,0	45,03 \pm 0,05	36,52 \pm 0,06	17-25	4,4		E
	Москва	II 38 51	45,3	36,5			4,5	

Таблица 2

Результаты определения направления осей напряжений и положений возможных плоскостей разрывов в очагах землетрясений

Дата	Плоскости разрывов				Ориентация напряжений				Примечание	
	I		II		Сжатие / Растижение, к		Промежуточное, к			
	Az'	α	Az'	α	Az	e	Az	e		
22.07.1972 г.	100 294	64 30	2 26,5	74 \pm 80	325	8	225	34	62 По работе	
6.08.1972 г.	310 308	73 \pm 48	215 26	75 358	90	26	358	2	265 17 По работе	
20.02.1973 г.	325	20	205	80 \pm	50	50	195	35	295 17 17	

Примечание. Az' - направление падения плоскости разрыва; Az - направление простирания осей напряжений; α - угол с горизонтальной плоскостью; e - угол выхода осей напряжений.

* Положение плоскости разрывов, которым отдано предпочтение.

Землетрясение 6 августа 1972 г. произошло в западной части Крымского региона (зона A) близ подножья континентального склона. Оно ощущалось во многих населенных пунктах Крыма силой в 3-5 баллов. Знаки смещений первых вступлений продольных волн от этого землетрясения определены для 22 сейсмических станций мира (табл. 3).

Таблица 3

Землетрясение 6 августа 1972 г.

Станция	Знак P	Δ°	Az°	Станция	Знак P	Δ°	Az°
Ялта	-	1,1	98	Fürstenfeldbruck	+	15,1	291
Симферополь	-	1,2	73	Elat	+	15,2	172
Алушта	-	3,2	87	Copenhagen	+	17,0	318
Анаапа	-	3,4	83	Roseland	+	18,4	283
Кишинев	+	3,6	312	Dourbes	+	19,7	296
Vrincioia	-	5,0	280	Garchy	+	20,7	282
Сочи	-	5,2	99	Свердловск	-	21,3	45
Campulung	+	5,4	270	Ельцовка	-	35,5	56
Ужгород	+	8,2	303	Frobisher Bay	-	55,5	328
Piszkesteto	-	9,4	295	Suffield	+	80,2	337
Niedzica	+	10,7	304				
Обнинск	+	10,9	12				

Получено уверенное разделение знаков P волны на сетке Вульфа при одном несогласованном знаке по станции "Campulung" (рис. 2). Расчет сделан для глубины очага $h_{cp} = 15$ км. Одна из найденных нодальных плоскостей круто погружается на северо-запад, а другая - на юго-запад (табл. 2).

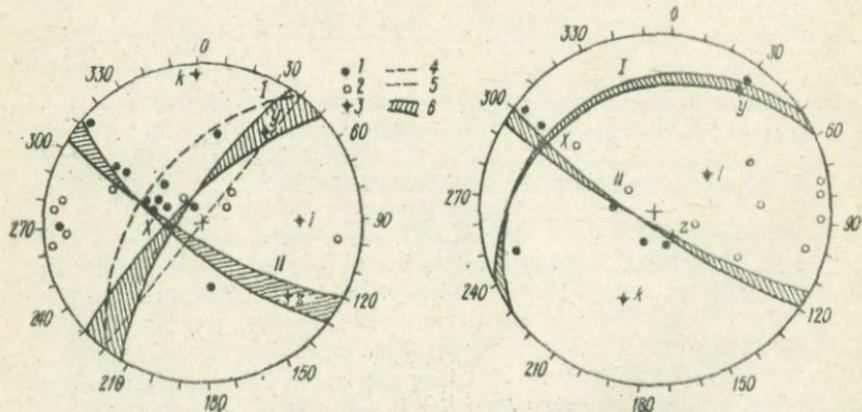


Рис. 2. Ориентация на сетке Вульфа осей напряжений и плоскостей разрывов в очаге землетрясения 6 августа 1972 г.; I, 2 - продольные волны сжатия и разрежения; 3 - оси главных напряжений; 4 - направление наибольшей вытянутости изосейст; 5 - положение плоскости разрыва; 6 - нодальные плоскости по распределению знаков P волн.

Рис. 3. Определение основных параметров механизма очага землетрясения 20 февраля 1973 г. на сетке Вульфа (обозначения те же, что и на рис. 2).

Землетрясение характеризовалось действием сил сжатия и растяжения, ориентированных горизонтально, при вертикальной направленности промежуточного напряжения. С простиранием одной из нодальных плоскостей (I)

совпадает ось максимальной вытянутости изосейст $\text{I}3$ и направление плоскости разрыва, полученное при моделировании сейсмограмм ρ воли II .

Исходя из этого нами принятая следующая модель очага. Азимут простирания разрыва $40^\circ \pm 5^\circ$, плоскость подвижки круто погружалась на северо-запад со скольжением вдоль линии погружения. В очаге произошел сброс северо-западного крыла со значительным сдвигом его на восток.

Радиус зоны разрыва - 1,25 км, снятое напряжение - около 10 бар II . Величина сейсмического момента M_0 , вычисленная нами по усредненной формуле $\lg M_0 = 15,1 + 1,7 M$ I6 , составляет $\approx 10^{22}$ дин·см.

Землетрясение 20 февраля 1973 г. относится к Анапской очаговой зоне, но оно произошло северо-западнее основной массы эпицентров зоны Е, вблизи Керченского пролива. По интенсивности оно было несколько слабее рассмотренного, сведений об его ощущаемости на побережье не имеется. Для определения механизма очага удалось набрать только 16 знаков вступлений волн ρ (табл. 4), однако они хорошо разделились нодальными

Таблица 4

Землетрясение 20 февраля 1973 г.

Станция	Знак ρ	A^{θ}	Az^{θ}	Станция	Знак ρ	A^{θ}	Az^{θ}
Анапа	+	0,8	70	Горис	-	9,1	124
Феодосия	-	0,9	280	Ужгород	+	10,4	295
Алушта	-	1,6	260	Гарм	+	25,7	92
Ялта	-	1,9	255	Kep Tobin	+	37,9	382
Симферополь	-	1,7	268	Ganribidanurag	-	46,7	119
Сочи	+	2,7	121				
Kastamonu	-	4,2	210	Kodaikanal	-	49,3	122
Бакуриани	+	6,1	120	Bulawayo	+	65,3	188
Pavlikeni	-	8,4	261				

линиями, поэтому найденные элементы очага можно считать надежными (рис. 3). Одна из нодальных плоскостей простирается в азимуте 55° с пологим погружением на северо-запад. Другая нодальная линия определяет плоскость подвижки, ориентированную вертикально в азимуте 115° с падением на юго-запад. Силы сжатия и растяжения ориентированы соответственно под углами 50 и 35° к горизонту. Промежуточное напряжение горизонтально и его направление ($Az = 295^\circ$, или 115°) совпадает с простиранием одной из нодальных плоскостей (II).

Как полагают некоторые исследователи $\text{I}, 4, 5, 8$, разрастание разрыва в очаге происходит вдоль направления промежуточного напряжения. При этом предполагается, что в случае горизонтальных осей промежуточного напряжения его проекция совпадает с проекцией сейсмического разрыва на земную поверхность. Согласно этому положению можно допустить, что наиболее вероятной плоскостью разрыва является II нодальная плоскость с азимутом простирания 115° .

При этом в очаге произошел почти чистый сброс морского крыла к юго-западу с незначительным сдвигом на юго-восток. Величина сейсмического момента составляет $\approx 10^{22}$ дин·см.

Землетрясение 22 июля 1972 г. произошло в восточной части Крымского региона (зона Е) вблизи побережья Таманского полуострова (см. рис. I). Волны от этого землетрясения были зарегистрированы более чем 100 станциями мира, из них на 23 определены направления смещений волн P (табл. 5). Землетрясение обработано в двух вариантах для $h = 33$ км и $h_{cp} = 15$ км (рис. 4, а и б). Знаки волн P группируются таким образом, что

Таблица 5

Землетрясение 22 июля 1972 г.

Станция	Знак P	A^{θ}	Az^{θ}	Станция	Знак P	A^{θ}	Az^{θ}
Феодосия	-	1,2	275	Fürstenfeldbruck	-	18	289
Ялта	+	1,8	260	Lanlevillard	-	21,2	281
Алушта	+	2,1	265	Isole	+	21,3	280
Симферополь	+	2,1	269	Kongsberg	+	22,0	321
Сочи	+	2,4	126	Anatatty	-	22,7	356
Kastamonu	+	4,4	215	Gorchy	+	23,6	288
Кишинев	-?	5,7	292	Семипалатинск	+	29,2	64
Campulung	-	5,5	276	Gauribidanur	-	46,4	120
Pavlikani	+	8,8	262	Mount Darwin	+	61,7	186
Kurdzhaly	+	9,2	253	Bulewayo	+	65,3	189
Обнинск	-	10,2	358	Chiredzi	+	65,9	186
Москва	-	10,7	2				

* Знак минус (-) дан по Эдинбургскому бюллетеню, а плюс (+) - по Страсбургскому.

можно выделить два варианта нодальных линий с осями промежуточных напряжений λ_1 и λ_2 . В первом случае получается два несогласованных с общим распределением знака: по станциям "Сочи", и "Kongsberg", а во втором - четыре: "Gauribidanur", "Феодосия", "Сочи", "Kastamonu". Предпочтение отдано первому варианту как для глубины очага 15 км, так и для $h = 33$ км.

Для второго варианта получены две круто ориентированные нодальные плоскости, одна из которых имеет широтное простижение, а другая - меридиональное. Силы сжатия и растяжения близки к горизонтальному направлению, а промежуточное ориентировано более круто ($\lambda \approx 60^\circ$) (см.табл.2).

Для этого землетрясения, так же как и для 6 августа 1972 г., Е. Кулленом и А. Дугласом были рассчитаны сейсмограммы P волн и сравняны с наблюденными [7]. Первоначально этими авторами грубая модель сейсмического источника оценивалась из визуального анализа наблюдений и расчетной сейсмограммы, затем эта первоначальная оценка уточнялась последовательными приближениями.

Для данного землетрясения согласие между теорией и экспериментом было получено только в случае предположения, что землетрясение состояло

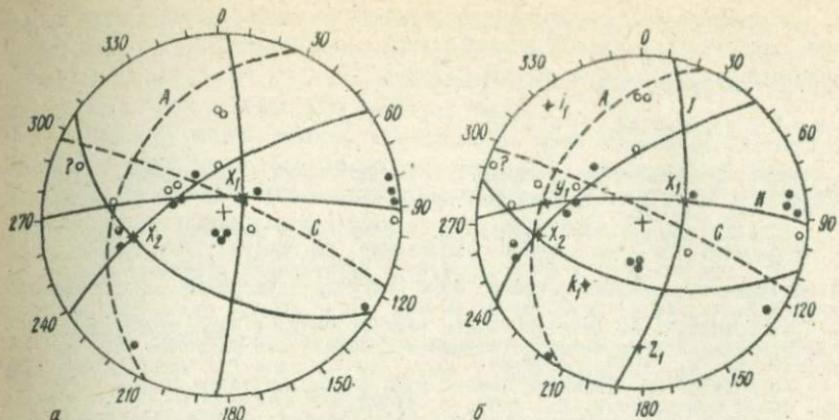


Рис. 4. Диаграмма обработки на сетке Вульфа землетрясения 22 июля 1972 г.: а - для глубины очага 15 км; б - для глубины очага 33 км. (сплошные линии - варианты ориентации нодальных плоскостей по распределению знаков смещений в продольных волнах; пунктир - ориентация нодальных плоскостей по моделированию сейсмограмм P волн [7]).

из двух толчков, разделенных расстоянием между эпицентрами на 15 км и смещенных по времени возникновения на 0,4 с.

При этом была использована следующая модель источника: одна нодальная плоскость (A) погружается под углом 30° в азимуте 294° , а другая (C) под углом $79,95^\circ$ в азимуте $26^\circ,5$ (на рис. 4, а, б отмечены штриховой линией). Глубина фокуса 36,5 км, радиус зоны разрыва I км.

Сопоставим результаты определения положений нодальных плоскостей двумя независимыми методами.

Плоскость A не согласуется ни с одной из найденных нами нодальных плоскостей. Другая плоскость (C) круто наклонена на север-северо-восток, как и нодальная плоскость \bar{I} . Поэтому как наиболее вероятная ориентация разрыва в очаге при $h = 33$ км принята плоскость \bar{I} с азимутом простирания 92° . В очаге произошел взбросо-сдвиг со значительной сдвиговой компонентой. $M_0 \approx 10^{22}$ дин·км.

Результаты определения направления осей напряжений и положений возможных плоскостей разрывов в очагах рассмотренных землетрясений представлены в табл. 2. На рис. I показаны проекции единичных векторов напряжений сжатий и растяжений на земную поверхность и принятые наиболее вероятные азимуты простирания разрывов. Стрелкой отмечено направление движения подвижного крыла разрыва.

Общим в механизме очага всех трех землетрясений является почти вертикальная ориентировка одной из плоскости разрывов. При этом оси растяжения были близки к горизонтальному направлению.

Совместное рассмотрение всех результатов определения механизма очага крымско-черноморских землетрясений и сопоставление со структурной геологией предполагается сделать отдельно.

Л и т е р а т у р а

1. Аверьянова В.Н. Связь параметров сейсмичности и глубинного строения Курило-Камчатской зоны. - В кн.: Глубинное строение земной коры. М., 1975, с. 84-104.
2. Введенская А.В. Исследование напряжений и разрывов в очагах землетрясений при помощи теории дислокаций. М.: Наука, 1969. 136 с.
3. Каталог землетрясений субрегиона Крым-Ахтияр-Кубань. - В кн.: Каталог сильных землетрясений в СССР. Под ред. Кондорской Н.В., Шебалиной Н.В. М., 1977, разд. 2, с. 40-64.
4. Трекков А.А. Механизм очага землетрясения и поле тектонических напряжений. - В кн.: Сейсмотектоника и сейсмичность рифтовой системы Прибайкалья. М., 1968, с. 78-89.
5. Ходжсон Дж. Движение земной коры по сейсмическим данным. - В кн.: Дрейф континентов. М., 1966, с. 42-74.
6. AKI K. Earthquake mechanism. - Tectonophys., 1972, 44, N 1, p. 51-59.
7. Cullen E.A., Dougles A. P-wave seismograms from three seismic sources in SW USSR. - Geophys. J. Roy Astron. Soc., 1975, 41, p. 11-28.
8. Scheidegger A.E. The tectonics of Azis in the light of earthquake fault plane solution. - Publ. Dom. Observ. Ottawa, 1960, 24, N 10, p. 19-28.

УДК 550.344

В.В.Кутас

Институт геофизики АН УССР, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПИСЕЙ СЕЙСМИЧЕСКИХ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН ОТ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ИРАНА

Результаты изучения продольных колебаний, возбуждаемых землетрясениями, позволили сделать вывод о том, что прямая продольная волна P дает наиболее полное представление о строении коры и верхней мантии, поскольку она практически не осложнена интерференцией и ее кинематические и динамические характеристики обусловлены в основном существованием неоднородностей в первых нескольких сотнях километров от поверхности Земли [1].

При обработке продольных волн, зарегистрированных из близких очагов землетрясений на сейсмограммах вблизи начала записи P -волны, отмечается вступления нескольких волн, одни из которых можно отнести к продольным типа P_n , возникшим на неоднородностях в оболочке, другие к обменным. На эпикентральных расстояниях 800-1400 км первая продольная волна осложнена интерференцией, зачастую вступление последующей волны наблюдается уже на втором-третьем полупериоде первой волны [2]. Динамические особенности продольной волны на таких эпикентральных расстояниях трудно использовать для изучения неоднородностей оболочки, кинематические - пригодны для составления общих представлений о строении

первых 100 км от поверхности Земли. Очистить первичную продольную волну от влияния наложенной вторичной возможно при значительном различии частот этих колебаний [3]. При совпадении частот интерферирующих колебаний четкого разделения волны добиться трудно.

Настоящая работа является продолжением ранее начатых исследований. Рассматриваются продольные колебания, зарегистрированные на больших удалениях от очага - на эпикентральных расстояниях A - 1500 - 4000 км. Анализируются записи землетрясений Ирана 16.УШ 1958 г., 24.Ш 1963 г., 22.ХII 1964 г., 14.ХI 1968 г., 7.ХI 1969 г., 12.IU 1971 г., 10.IU 1972 г., 27.УШ 1972 г., магнитуда которых M соответствует 6-6,6, за исключением двух землетрясений (16.УШ 1958 г. $M=7$ и 24.Ш 1963 г. $M=5,5$). Использованы записи этих землетрясений крымскими сейсмическими станциями "Симферополь", "Ялта", "Алушта", "Феодосия", карпатскими - "Ужгород", "Львов", а также станцией "Кишинев".

Перечисленные станции расположены на площадном профиле по отношению к эпицентрам иранских землетрясений. Такое расположение станций и эпицентров позволяет предположить, что механизм землетрясения отражается лишь на форме первичного сигнала, а все особенности волновой картины от станции к станции характеризуются глубинным строением среды на пути распространения лучей продольных колебаний.

Рассматривается только кинематическая картина. На рис. I иллюстрируются записи нескольких землетрясений, форма пугов P -волн каждого из них на всех станциях близка друг другу. На записях разных землетрясений форма продольного колебания различается как за счет механизма и свойств среды в области очага, так и эпикентрального расстояния до станций.

На ряде записей первые три-четыре полупериода колебаний не осложнены интерференцией. Последующая волна вступает через 12-15 с после начала записи. На других сейсмограммах второй-третий полупериод уже искажен интерференцией. Причем более четко вступление вторичной волны проявляется на горизонтальных компонентах, что косвенно характеризует тип волны.

Построены графики времени вступлений вторичных волн по отношению к первичной волне в зависимости от эпикентрального расстояния $t - t_{P_1} = = /f_A$ (рис. 2). На вертикальных компонентах смещения поверхности Земли наиболее систематически выделяются вступления волн через 4-6,7-8, 10-12, а также 15-17 и 20 с от начала записи. Из сопоставления полученных графиков с построенными ранее для более близких эпикентральных расстояний вытекает, что некоторые из ветвей годографов Ш, ИУ, У могут являться продолжением выделенных волн I,2,3 [2], скорости которых более 7,6 км/с, что соответствует колебаниям, проникающим в оболочку.

Природа остальных волн не ясна. Возможно, часть из них (I,II) относится к обменным типа P_S . Однако кинематические данные по записям

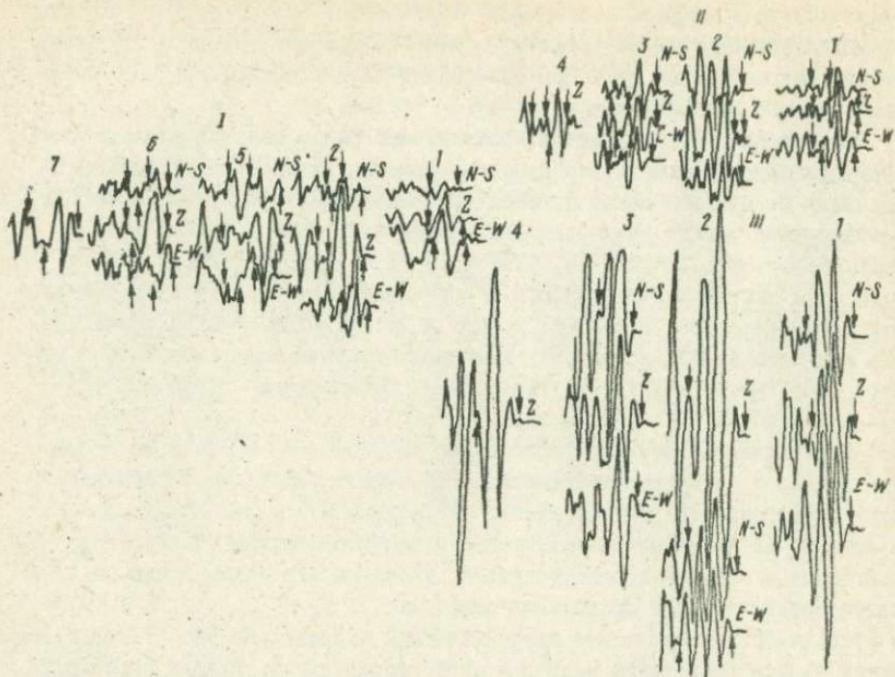


Рис. 1. Участки записей землетрясений: I - 7.XI 1969 г. 18^h 34^m; II - 24.III 1963 г., 12^h 44^m; III - 16.VIII 1958 г. 19^h 13^m, зарегистрированные сейсмическими станциями: 1 - "Львов"; 2 - "Феодосия"; 3 - "Симферополь"; 4 - "Ялта"; 5 - "Ужгород"; 6 - "Кишинев"; 7 - "Алушта".

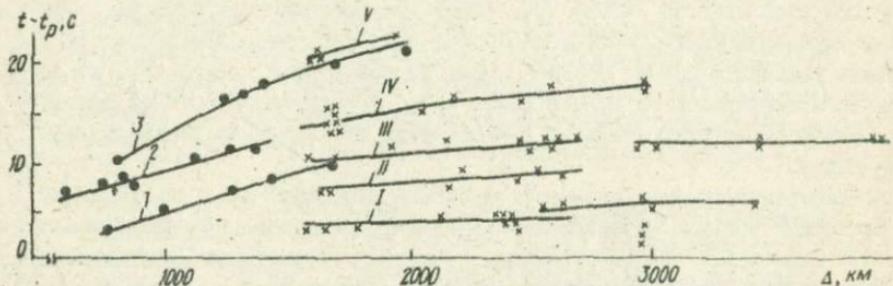


Рис. 2. Графики зависимости $t - t_p$, от эпичентрального расстояния: I - 3 - по материалам предыдущих исследований [2]; 1 - у - волны, выделенные по материалам настоящих исследований.

горизонтальных приборов не вносят ясность в этот вопрос. В динамическом отношении часть этих волн более выражена на горизонтальных компонентах, чем на составляющей z . Это свидетельствует в пользу предположений о том, что на выходе регистрируются поперечные колебания. Основную часть

пути сейсмические волны распространяются, как продольные колебания, и на резкой сейсмической границе вблизи станций обмениваются на поперечные.

В связи с тем, что на графиках наблюдается значительный разброс вступлений вторичных волн (рис. 2), можно предположить, что граница обмена в районах различных сейсмических станций, использованных нами для расчета, лежит на разных глубинах. Можно сделать ориентировочную прикидку положения границ обмена лучей следующим образом. Для расчета времени запаздывания волн ρ_3 относительно P на выбранных сейсмических станциях используем значения мощности земной коры в районах станций и график углов выхода лучей P -волны на подошву коры в зависимости от эпицентриального расстояния [4]. Применяя закон геометрической сейсмики о соотношении скоростей волн и углов падения лучей на границах раздела сред, получаем, что колебания, изменившие свой тип с продольных на поперечные на подошве коры, зарегистрируются на 4–5,5 с позже вступления первичной продольной волны. Если вступления на 7–8 с интерпретировать так же, как обменные, то граница обмена находится ниже границы Мохоровичча – в первой сотне километров оболочки Земли.

Следовательно, по записям продольных колебаний, зарегистрированных на удалениях от источника 1500–4000 км, можно выделить в первых 20 с от начала землетрясения вступления четырех–пяти волн. Часть этих волн может быть отнесена к продольным колебаниям, возникшим в оболочке, другая – к обменным, образовавшимся на подошве коры и в оболочке. При использованном диапазоне эпицентриальных расстояний (от самых близких очагов до крымских станций около 15° , от удаленных -25° , до карпатских соответственно около 23 и 35°) происходит в некоторой мере просвечивание оболочки до глубины 850 км. Для получения более детальных результатов необходимо привлечь данные о динамике продольных колебаний. В этом смысле цепи записи землетрясений Ирана, на которых вторичные продольные колебания, регистрируются на четвертом–пятом полупериоде P -волны, потому что в таких случаях 80–90% энергии первичной волны приходит не искаженной. Такие записи могут быть использованы для изучения изменения поглощающих свойств оболочки и оценки размеров неоднородностей оболочки как в области максимальных глубин проникновения лучей, так и в районах выхода сейсмической радиации.

Л и т е р а т у р а

1. Нерсесов И.Л., Николаев А.В., Седова Е.Н. Характер горизонтальной неоднородности мантии Земли по сейсмическим данным. – Докл. АН СССР, 1972, 207, № 4, с. 846–849.
2. Кутас В.В. Волновая картина в начальной части сейсмограмм с записями близких землетрясений. – Докл. АН УССР, 1975, 21, № 1, с. 21–26.
3. Кутас В.В. Выбор оптимального фильтра для цифровой фильтрации сейсмических трасс. – Докл. АН УССР, 1974, № 2, с. 789–793.
4. Кутас В.В. Влияние структуры земной коры в районах сейсмических станций Крыма и Карпат на спектре P -волн землетрясений. – Геофиз. сб. АН УССР, 1972, вып. 45, с. 88–92.

Г.Е.Семиходский

Киевская экспедиция УкрНИИГРИ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ПОСТРОЕНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ АДАПТИВНЫХ СИСТЕМ

К данному классу относятся системы, способные изменять свою структуру и параметры в зависимости от геолого-геофизического строения среды (характера волнового поля), количества и качества априорной информации и характера решаемых задач.

Проблема адаптации была впервые в явном виде поставлена в кибернетике [1], в рамках которой выполнен ряд основополагающих работ, рассматривающих адаптацию как задачу управления [2-4]. Эти идеи в конце 60-х годов начали использоваться в геофизических обрабатывающих системах, в частности, в рамках синтеза алгоритмов обработки сейсморазведочной информации [5,6], различных оптимизационных задачах и т.д. Несколько раньше стал развиваться статистический подход к обработке геофизической информации [7], в конечном итоге предусматривающий оптимизацию этого процесса.

За последние годы адаптивные способы обработки информации в геофизической разведке получают все большее развитие [8-11]. Однако их массовая разработка и внедрение сдерживается не только недостаточной вычислительной базой, но и слабым их теоретическим обоснованием.

Как отмечалось, идея адаптации привнесена в геофизическую разведку из кибернетики и математики. Это привело к тому, что проблема адаптации в ней рассматривалась в плане преодоления технологических трудностей в первую очередь математических. Проблема адаптации как геофизическая до сих пор почти не анализировалась. Очевидно, что без общей теории адаптации в геофизической разведке рассматривающей такие вопросы:

- а) экономическая, геолого-геофизическая, гносеологическая и логическая природа адаптивных геофизических систем;
- б) понятие адаптации и адаптивной системы в геофизике;
- в) типы адаптивных систем и их классификация;
- г) внутренняя структура адаптивных систем;
- д) критерии адаптации и т.д.

Невозможно построить конкретную теорию адаптивных систем, служащую средством разработки таких систем в геофизике.

Делается попытка дать ответ на некоторые из перечисленных вопросов общей теории.

Для выявления природы адаптивных геофизических систем, их внутренней специфики необходимо проанализировать процесс разработки средств разведки и использования их в производстве.

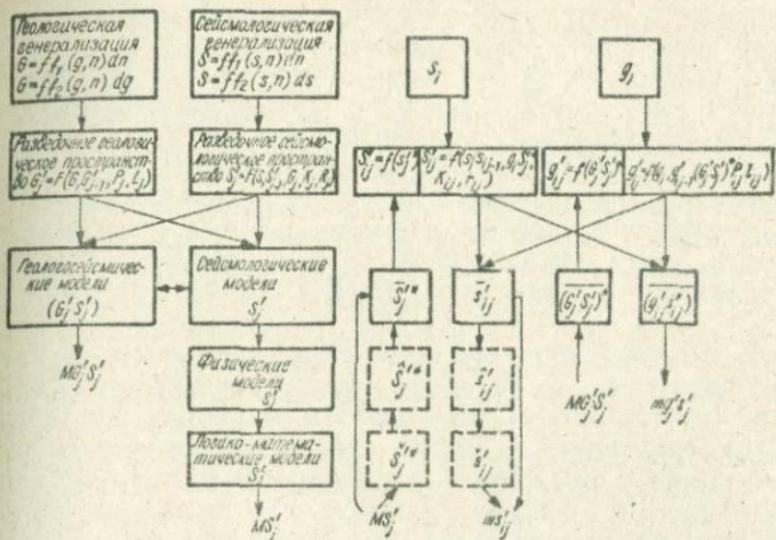


Рис. 1.

В явном виде этот процесс может быть изучен с помощью предложенной модели (рис. 1) [12]. Модель будет рассматриваться на примере сейсморазведки, причем с целью облегчения анализа она существенно упрощена путем исключения из нее геологического пространства G . Процесс разработки средств сейсморазведки и использования их в разведочном производстве без несущественных для данного анализа деталей формально представляется следующим образом.

Задача сейсмической разведки состоит в изучении внутренней структуры сейсмологических объектов (подпространства) S_j с детальностью (глубиной структуриации) и достоверностью s_j . Для решения этой промышленной задачи необходимо располагать средствами разведки (т.е. обработки информации) w . Создание w осуществляется в рамках сейсморазведочной науки, изучающей сейсмогеологическое пространство S , которое связано с подпространствами S_j отношением генерализации, т.е. S представляет собой, с одной стороны, количественное объединение всех S_j , а с другой, обладает более общими свойствами (отношение между S и s_j можно уподобить связи генотипа и фенотипов). Очевидно, что если бы w разрабатывалось в каждом случае на основе S_j , то стоимость разработки превышала бы затраты на бурение скважин на каждом объекте, поэтому сейсморазведочная наука ориентируется на обобщенное пространство. В про-

цессе разработки и на основе S выбирается определенное сейсмологическое разведочное пространство S_j' в зависимости от размеров S' в предшествующий период развития сейсморазведочной науки $j-1$, существующих в данный момент j потребностей сейсморазведочного производства Z_j , внутренних потребностей сейсморазведочной науки R_j и т.д.

Таким образом, уже на этой стадии существует вероятность того, что некоторые S_i не попадут в S_j' . Под этим следует понимать, что индивидуальность некоторых S_i , т.е. специфические особенности данного подпространства (что собственно и представляет интерес для разведчиков) в полном объеме не будут учтены в S_j' , а это значит, что средство w , разрабатываемое на его базе, не будет приспособлено к свойствам некоторых S_i и, следовательно, может не обеспечить необходимую точность сейсморазведки S_i , которая, как правило, должна быть максимально большая.

Для разработки средств разведки необходимо располагать теоретическими отображениями S_j' . Как всякая бесконечно сложная структура, S отображается в виде моделей. Можно выделить три основных типа моделей — сейсмологические, физические, логико-математические (математические). В пределах каждого типа возможно бесконечное количество моделей, находящихся между собой в отношениях включения, пересечения, дополнения, противоречия (известно, что каждая модель может охватывать лишь некоторые аспекты единой структуры). Между типами моделей существуют особые отношения, вследствие которых для физических моделей объектом является сейсмологическая модель; в свою очередь физическая модель служит объектом для логико-информационных моделей. В результате отмеченного некоторые S_i могут вообще не покрываться конечным теоретическим отображением, покрываться не полностью или с искажениями. В этой ситуации применение средства w , созданного на основе конкретного конечного теоретического отображения (одной узкой логико-информационной модели), для анализа структурирования данного S_i может не привести к положительным результатам.

Очевидно, что для увеличения вероятности правильного решения сейсмологической разведочной задачи необходимо опробовать на S_i целое семейство способов анализа w (пространство операторов), что равноценно увеличению поля моделей, в рамках которых анализируется S_i .

Отмеченное явление названо нами гносеологической дополнительностью геофизических систем, поскольку оно обусловлено гносеологическими фактами.

В соответствии с принятым в кибернетике определением под адаптацией обычно понимается процесс изменения структуры системы, позволяющий достигнуть наилучшего ее функционирования в изменяющихся условиях [13]. В связи с этим процесс адаптации в геофизической разведке предполагает, как главное условие, расширение процедуры обработки, т.е. создание про-

пространства операторов, в результате чего возрастает вероятность правильного учета индивидуальности s_j , а следовательно, потенциальная точность разведки.

Другим условием является необходимость снабжения данного пространства критериями выбора оператора, наиболее подходящего к характеристикам s_j , и соответствующих средств перебора.

Геофизические системы разведки (и в первую очередь обработки), обладающие такой структурой, будем именовать адаптивными.

Таким образом, как следует из анализа модели, необходимость в адаптивных системах обусловлена в условиях геофизической разведки гносеологическими факторами, а также объективно существующим несоответствием уровня развития теории геофизической разведки и объема априорной геолого-геофизической информации о разведываемом объекте s_j , требуемой точности его структуризации в момент j .

От гносеологического дополнения необходимо отличать обыкновенное комплексирование геофизических разведочных (измерительных) систем, которое соответствует другому методологическому принципу – геологической дополнительности.

Сущность геологической дополнительности состоит в том, что целостный геологический объект отражается в геофизических разведочных системах в виде набора значений геофизических параметров, соответствующих, как правило, разным типам полей (определенных в рамках сингулярных геофизических систем W):

$$g = \{k_j^i\},$$

где i – тип поля; j – вид параметра.

Следовательно, чтобы восстановить целостность геологического объекта g , представляющего разведочный интерес, необходимо каждую разведочную систему W_{kj}^i дополнить системами, измеряющими другие (или пересекающиеся) k_j^j .

Детальность и достоверность комплексной геофизической системы

$W_{\text{компл}}$:

$$\sigma_{\text{компл}} = f(\sigma_{kj}^i, n, J),$$

где σ_{kj}^i – точность определения параметра k_j^i в рамках сингулярной системы W_{kj}^i ; n – количество параметров, участвующих в комплексировании; J – степень геолого-геофизической изученности района.

Существенные признаки адаптивной системы не сводятся только к наличию формальных возможностей изменения ее структуры, т.е. существованию пространства операторов, критериев выбора и средств перебора. Необходимо, чтобы качество пространства операторов, в первую очередь его размеры (а также других элементов), позволяло максимально приспособиться к свойствам объекта разведки.

Задача сейсморазведочных систем состоит в структуриации подпространства S_i с точностью (глубиной) ρ_i . При этом, чем больше ρ_i , тем эффективнее сейсморазведочная система. Можно считать, что если система структурирует S_i с наивысшей точностью ρ_{max} , то она обладает максимальной адаптацией. В этом случае адаптивная сила ε – (вероятность достижения ρ_{max}) = 1.

Показано, что из всех возможных систем лучшими будут состоящие из пространства операторов \bar{W} и блока оценки и выбора лучшего оператора (критерия соответствия оператора W_i объекту S_i).

Для случая теоретически возможных адаптивных систем (безотносительно к техническим возможностям их реализации) теоретическая адаптивная сила ε , определяется двумя параметрами (α, γ), где α – вероятностная оценка возможности выбора из пространства операторов \bar{W} такого, который структурирует S_i с максимальной точностью ρ_{max} , а γ – вероятностная оценка существования такого оператора в \bar{W} .

Значение γ определяется размерами пространства операторов \bar{W} . Очевидно, чем больше его размеры, тем больше вероятность того, что \bar{W} содержит W_i , структурирующий S_i с ρ_{max} , т.е. $\gamma \rightarrow 1$. В соответствии с предложенной методологией увеличение размеров пространства операторов \bar{W} соответствует увеличению поля моделей разведочного пространства S_i . Необходимо отметить, что само пространство \bar{W} согласно принятому определению неспособно анализировать само себя. Поэтому область S , охватываемая данным полем моделей, фактически воспринимается как неструктурированный однородный объект. В действительности, применив оператор, нельзя сказать, что результат соответствует S_1 , а не S_2 или

S_3 , т.е. S_i воспринимаются как нечто однородное. $\gamma \rightarrow 1$ тогда, когда пространство операторов \bar{W} такое, что соответствующее ему поле моделей стремится охватить все S .

Значение α определяется качеством критерия соответствия. Очевидно, что совершеннее будет тот критерий, который основывается на теоретическом отображении более глубоких структурных элементов пространства S , а следовательно, более узком поле моделей этого пространства (так как вероятность построения одновременно нескольких противоречивых критериев в рамках узкого теоретического отображения меньше). Если качество критерия представить в виде пространства Q , то его увеличение будет соответствовать уменьшению поля моделей пространства S .

Таким образом, α и γ имеют различную направленность. Среди всех теоретически возможных адаптивных систем существует некоторое множество, для которых размеры \bar{W} и Q согласованы таким образом, что ε , максимально приближается к 1. Такие системы будем именовать оптимальными, адаптивными.

Нарушение оптимального соотношения между размерами \bar{W} и Q ведет к вырождению адаптивных систем не только по качеству, но и по структуре.

Например, если пространство операторов \bar{W} вырождается в единственный оператор, а Q стремится к ∞ , т.е. становится статистико-методологическим и полностью формализованным, то адаптивная система превращается в систему обработки с критериями оценки эффективности в таком виде, как она предложена в работе [7]. В такой системе осуществляется не оценка соответствия какого-либо оператора данному объекту, а оценивается достоверность определяемых параметров измеряемого объекта в пределах единственного оператора (узкой модели экспериментального материала). Если вырождается критерий соответствия, то система превращается в обычную минимаксную систему обработки.

Нами рассматривался идеализированный случай, когда предполагалось, что технические свойства и прочие условия достаточны для реализации любой теоретически возможной адаптивной системы. В действительности технические условия принципиально ограничивают возможность достижения адаптивной силы ε максимального значения. Поэтому целесообразно ввести специальный параметр β , определяющий вероятность технического воплощения некоторой идеализированной системы.

Величина этого параметра определяется следующими факторами: а) степенью формализации операторов W и критериев соответствия; б) развитием теории адаптивных систем, служащей основой для их построения; в) развитием технических средств, необходимых для их реализации; г) практическими возможностями использования этих средств, в том числе трудоемкостью работ по разработке адаптивных систем и т.д.

Действительная сила адаптации $\varepsilon_D = (\alpha, \beta)\beta$. Параметры (α, β) и β находятся в "обратно пропорциональной" зависимости. Из этого следует, что в действительности не существует единственной оптимальной адаптивной системы; $\varepsilon_D \rightarrow 1$ при использовании нескольких последовательно связанных оптимальных адаптивных систем.

Таким образом, существует достаточно большое множество оптимальных адаптивных систем. В этой связи возникают две основные проблемы: 1) построение сингулярных адаптивных систем; 2) построение рационального комплекса (последовательности) адаптивных систем, позволяющих достичь максимально возможного в данный момент j значения ε_D .

Модель абстрактной адаптивной обрабатывающей системы приведена на рис. 2. Составными ее элементами являются:

1) дискретное или непрерывное пространство операторов \bar{W} ; обрабатывающих поле и априорную информацию и выдающих новую информацию о среде ΔA ;

2) блок управления пространством операторов. В него входит устройство перебора, которое в соответствии с командой системы оценки соответствия выбирает заданной оператор. Система оценки может быть представлена как некоторая таблица (словарь), состоящая из дискретных или непрерывных входных и выходных отображений поля F и априорной информа-

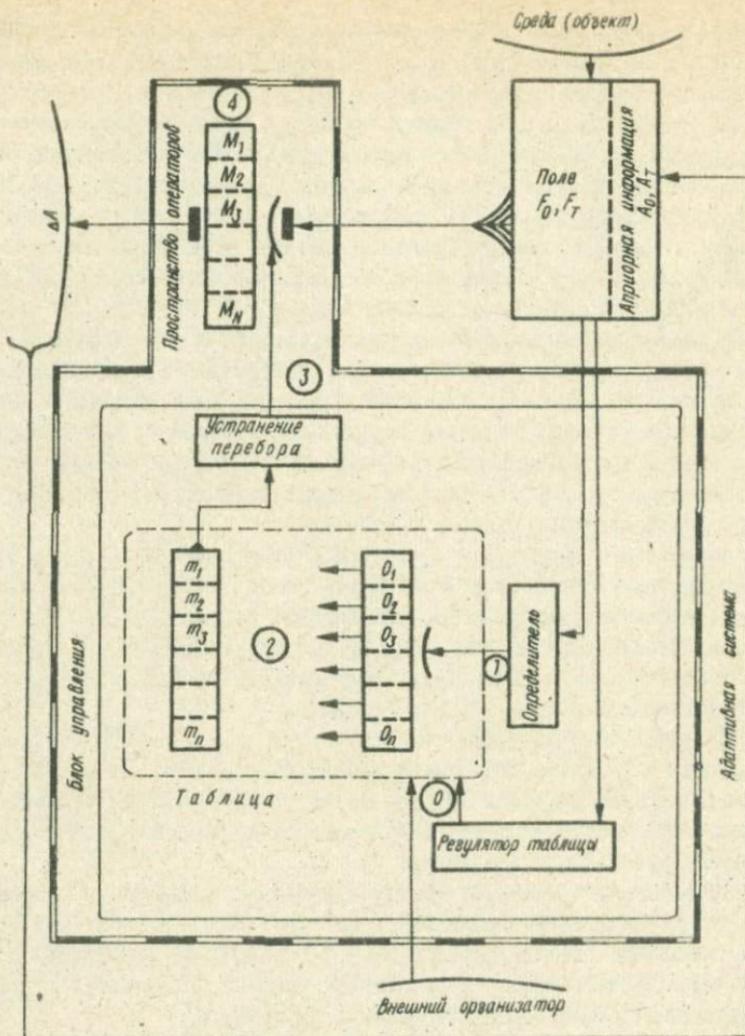


Рис. 2.

ции A , а также пространства операторов $\bar{W} = O$ и m соответственно. Между этими отображениями установлены связи-соответствия, которые могут быть постоянными или переменными, а мера связи детерминированная или статистическая. Таблица связана с исходной информацией посредством определителя, устанавливающего O_i .

Система способна работать в однотактном или циклическом режимах (порядок её работы обозначен цифрами); во втором случае это может со-

проводиться перестройкой таблицы (0, m , а также связей), т.е. функционировать в режиме обучения (когда правила перестройки задаются внешним организатором) или самообучения (с помощью авторегулятора).

Предложенная абстрактная модель эксплицирует логическую структуру адаптивных систем и может быть использована для типологии конкретных систем. Реальные системы по своему строению могут в определенной степени отличаться от абстрактной модели. В частности, подходу, основанному на синтезе алгоритмов, в рамках данной модели соответствует ситуация, когда блок управления выступает не как анализатор, а как некоторое синтезирующее устройство. В этом случае размеры пространства операторов и его свойства частично заложены в самом блоке управления, например в таблице, а само пространство операторов \bar{W} представляется как набор элементов, из которых формируется конкретный оператор, анализирующий S_i . (Особенности набора в свою очередь ограничивают число и качество синтезируемых операторов, т.е. размеры \bar{W} .) Легко заметить, что синтез алгоритмов аналогичен задаче формирования графа обработки в автоматизированной системе обработки геофизической информации.

Предложенная методология адаптивных геофизических систем дает важные теоретические рекомендации по развитию систем разведки. В частности, принцип гносеологической дополнительности геофизических разведочных систем может служить непосредственной основой разработки адаптивных систем. В соответствии с этим принципом выбираются, например, два способа обработки и осуществляется их объединение, в результате чего образуется новая гибридная обрабатывающая процедура, т.е. некоторое пространство операторов. В процессе сращивания устанавливается определенный параметр (или параметры), в результате регулировки которого гибридная процедура переходит из одного состояния в другое, где крайними являются состояния, соответствующие исходным двум способам обработки. В связи с изложенным очевидно, что в результате сращивания "автоматически" в неявном виде синтезируется более широкая теория, объединяющая по каким-то аспектам две узкие теории. Математическое изложение этого подхода было дано Ю.П.Шварцманом [14], им же была впервые построена конкретная гибридная процедура обработки сейсмической информации, реализованная с успехом в промышленных масштабах разведки, что подтвердило плодотворность предложенной общей теории [11, 15]. Гибридная процедура обработки сейсмической информации образована путем сращивания математических моделей РНП и способа взаимной корреляции. В результате была получена система ПУ

$$H_p(t) = \left(\frac{1}{L} \int \left| \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i(t + it) \right|^p dt \right)^{\frac{1}{p}},$$

где $U_i(t)$, $i = 1 + n$ – сейсмограмма; L – интервал интегрирования, который в зависимости от регулируемого параметра p может работать в режиме РНП, корреляционного анализа и различных смешанных вариантах.

Для преобразования полученного пространства операторов в адаптивную систему необходимо снабдить его критериями выбора Р. (В работе №167 нами рассмотрены теоретические и методические вопросы использования коллективного метода принятия решения в качестве критерия в геофизических обрабатывающих системах.)

Предложенный принцип дополнительности получает все более широкое практическое подтверждение, в частности разработана и реализована в сейсмической производственной разведке гибридная процедура, объединяющая способы обработки ОГТ и РНП №107.

Л и т е р а т у р а

1. Эшби У.Р. Конструкция мозга. М., Изд-во иностр. лит., 1962. 252 с.
2. Стратонович Р.Л. Принципы адаптивного приема. М., Сов. радио, 1973. 311 с.
3. Куликовский Р. Оптимальные и адаптивные процессы в системах автоматического регулирования. М., Наука, 1967. 167 с.
4. Ципкин Я.З. Адаптация и обучение в автоматических системах. М., Наука, 1968. 139 с.
5. Кац С.А., Шубин Б.М. Многоканальный самонастраивающийся фильтр. Прикл. геофизика, 1973, вып. 70, с. 54-65.
6. Кац С.А., Михайлов Н.Г. Корректирующий фильтр для автоматической увязки сейсмограмм. - В кн.: Сейсмические волны в тонкослоистых средах. М., 1971, с. 136-145.
7. Гольцыман Ф.М. Статистические модели интерпретации. М., Наука, 1971. 328 с.
8. Кочнев В.А. Алгоритмы выделения и прослеживания сейсмических волн с адаптацией. Автореф. канд. дис. Свердловск, 1973. 22 с.
9. Тимошин Ю.В. Адаптивные дифракционные системы. - В кн.: Сейсмические методы поиска и разведки полезных ископаемых. К., 1974, с.41-43.
10. Цацко Е.Л., Дядюра В.А., Жадан Б.С. Система оптимальной обработки данных ОГТ на базе разновременного суммирования. - В кн.: Сейсмические методы поиска и разведки полезных ископаемых. К., 1974, с.37-38.
11. Шварцман Ю.П. Новые способы оценивания гидографов волн. - В кн.: Сейсмические методы поиска и разведки полезных ископаемых. К., 1974, с. 43-45.
12. Семиходский Г.Е. Об объектах научно-технического прогнозирования сейсморазведки. - В кн.: Вопросы методики и техники геофизических исследований. Львов, 1974, с. 81-90.
13. Лerner A.Y. Начала кибернетики. М., Наука, 1967. 400 с.
14. Кац С.А., Семиходский Г.Е., Шварцман Ю.П. Опыт разработки автоматических систем синтеза алгоритмов обработки геофизической информации. - В кн.: Методические вопросы сейсморазведки, Львов, 1972, с. 56-62.
15. Шварцман Ю.П. Алгоритмы предварительной обработки сейсмограмм, предназначенные для применения в условиях неполной априорной информации. Автореф. канд. дис., М., 1976. 24 с.
16. Семиходский Г.Е. К вопросу о критериях и методах принятия решений в системах обработки геофизической информации. - В кн.: Сейсмические методы поиска и разведки полезных ископаемых. К., 1976, с. 5-8.

В.Д.Омельченко

Институт геофизики АН УССР, Киев

ЗАТУХАНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ
ОТ ЧАСТОТЫ

Интерпретация данных сейсморазведки в основном основана на классической теории упругости, т.е. постулируются некоторые механические свойства среды, определяемые законом, связывающим напряжение и деформацию, например линейным законом Гука. В процессе динамических испытаний [4-17] было замечено, что для некоторых материалов появляются эффекты, которые невозможно объяснить с точки зрения классической теории упругости (затухание колебаний и т.д.). Особенно это проявляется при динамических испытаниях горных пород, для которых закон Гука не может объяснить затухание амплитуд волн со временем и расстоянием. Поэтому в таких случаях модель упругого тела становится недостаточной для объяснения многих явлений и заменяется упруговязким или упруговязкопластичным телом, т.е. неидеально упругим. Для таких моделей выбор параметров затухания базируется на предположении о том, что амплитуда плоской гармонической волны убывает в однородной поглощающей среде по экспоненциальному закону

$$A_x = A_0 e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где A_0 – амплитуда волны в некоторой фиксированной точке; A_x – амплитуда волны на расстоянии x от фиксированной точки; α – коэффициент поглощения (затухания) сейсмических волн, представляющий собой один из основных параметров поглощения. Из (1) очевидно, что

$$\alpha = \frac{\ln \frac{A_0}{A_x}}{x} \quad . \quad (2)$$

Вторым основным параметром поглощения (затухания) является декремент поглощения (затухания)

$$\nu = \alpha \lambda, \quad (3)$$

где λ – длина волны.

Декремент затухания характеризует уменьшение амплитуды на расстояние, равное одной длине волны.

Часто для расчетов декрементов затухания применяют формулу

$$\nu = \ln \frac{A(t)}{A(t+\Delta t)}, \quad (4)$$

где $\frac{A(t)}{A(t+\Delta t)}$ – отношение амплитуд колебаний в момент времени t и $t+\Delta t$.

Физическая природа поглощения (затухания) в реальных средах изучена в настоящее время слабо, хотя в этом направлении усилено ведутся исследования как теоретические, так и экспериментальные.

Имеющиеся в литературе данные по затуханию сейсмических волн объясняются со следующих позиций.

Теория упругого последействия [4, 7, 8]. Упругая сила зависит не только от деформации в настоящий момент времени t , но и от величин деформации в предшествующий момент времени τ . Наличие упругого последействия приводит к поглощению энергии и дисперсии скорости деформации (1), т.е.

$$\varphi(t-\tau) = \frac{B}{t-\tau} , \quad (5)$$

где $B = \text{const}$, $t-\tau$ — давность испытанной ранее деформации.

В этом случае коэффициент α и декремент V поглощения, характеризующие упругость данного тела,

$$\alpha = \frac{\pi}{3} \frac{C}{V_p^3} V_p^2 \omega , \quad (6)$$

$$V = \frac{2\pi^2}{3} C \left(\frac{V_s}{V_p} \right)^2 , \quad (7)$$

где $C = \frac{B}{\mu}$ — относительная величина упругого последействия; V_p и V_s — скорость продольных и поперечных волн; ω — круговая частота $\omega = 2\pi f / \gamma$; μ — модуль сдвига.

Согласно (6), коэффициент поглощения линейно зависит от частоты ω , т.е. является мерой упругости данного материала, в то время как декремент поглощения (7) не зависит от частоты.

Скорость распространения сейсмических волн характеризуется аномальной дисперсией: причем наиболее быстрые изменения ее (скорости) приурочено к диапазону низких частот (5–20 Гц).

Теория внутреннего трения [5, 6]. При распространении волн происходит преобразование механической энергии в тепловую. При этом коэффициент поглощения $\alpha = C\omega^2$, где $C = \text{const}$; C — зависит от скорости волн, поперечных и продольных, плотности среды, теплопроводности и температуры.

Характерно, что в поликристаллических телах для наиболее низких и наиболее высоких частот $\alpha \sim \omega^2$.

При распространении в поликристаллических телах низкочастотных волн, длина которых значительно превосходит размеры кристаллов, в пределах каждого кристалла возможен значительный градиент температуры и поэтому поглощение, обусловленное теплопроводностью, может быть большим по сравнению с поглощением, обусловленным вязкостью (5).

Теория вязких потерь [9]. В вязкоупругой среде напряжение зависит не только от самих деформаций, но и от скорости деформации. В этом случае коэффициент поглощения

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2G\gamma_p^2} \left(\frac{4}{3} \gamma + \xi \right), \quad (8)$$

где γ и ξ — коэффициенты вязкости, характеризующие сдвиговую и объемную вязкость, G — плотность; а декремент поглощения

$$\nu = \frac{\pi\omega}{G\gamma_p^2} \left(\frac{4}{3} \gamma + \xi \right). \quad (9)$$

В этом случае декремент поглощения пропорционален частоте. Наблюдается, так же как и в случае упругого последействия, дисперсия скорости распространения упругих волн.

На основании анализа существующих теорий, которые объясняют механизм поглощения сейсмических волн, можно предположить, что в связи с большим разнообразием структур горных пород, различными породами и условиями, в которых они находятся, им могут быть свойственны различные механизмы поглощения.

Имеются данные по константам поглощения (затухания) [1-11], полученные с помощью различных методов на различных установках. Имеются также данные, полученные в процессе изучения сейсмических волн при исследовании глубинной структуры земной коры и верхней мантии.

Например, по К.Беневицу и Н.Ретгеру [7], в области частот 1,0-100 Гц теплопроводность является основной причиной внутреннего трения. Причем внутреннее трение возрастает с ростом температуры и является максимальным при достижении точки Кори. В этом случае декремент затухания в области частот 1,0-100 Гц зависит от частоты (см. рис. I,a). Декремент затухания в диапазоне 0,1-100 Гц аппроксимируется прямой, параллельной оси частот, т.е. не зависит от частоты [1]. В свою очередь коэффициент поглощения (затухания) аппроксимируется квадратичной зависимостью $\alpha = m f^2$ для гранитов, а для осадочных пород — линейной $\alpha = \beta f$, где m и β — коэффициенты пропорциональности.

В процессе изучения земной коры Донбасса методом ГСЗ установлено [2], что в узкой полосе частот 7-32 Гц декремент затухания сейсмических волн, отраженных от раздела Мохоровичича, зависит от частоты. В работе [3] подчеркивается, что декремент поглощения в кристаллических породах, слагающих земную кору, остается практически неизменным при изменении частоты колебаний от 0,05 Гц до 1 МГц (1,5%). Основная причина затухания для твердых тел, как указано в работе [5], состоит в механизме внутреннего трения. При этом декремент затухания

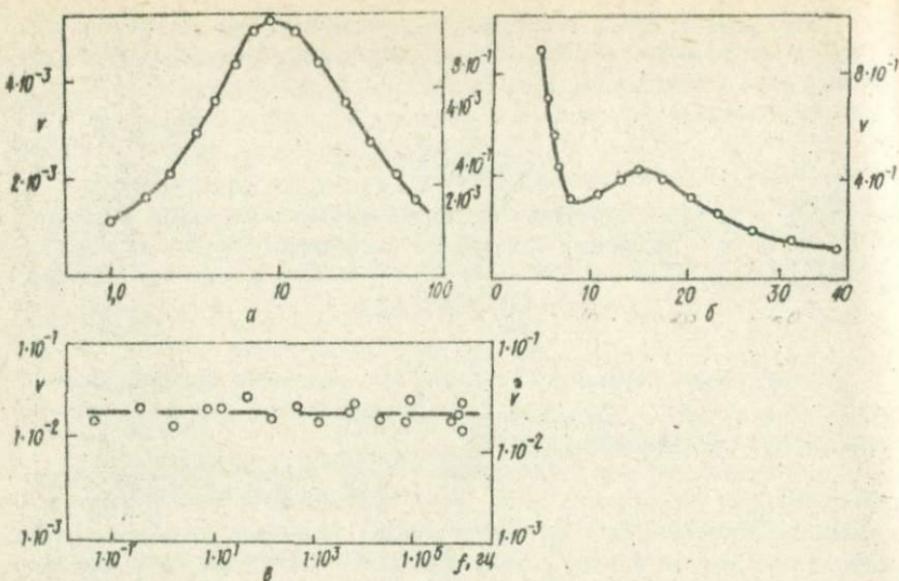


Рис. I. Зависимость декремента затухания v от частоты f : а - по Беневицу; б - по Ферчу и Шульцу; в - по Васильеву.

$$v = \frac{\tau}{\tau p} , \quad (10)$$

где $p = 2\pi f$; τ - время релаксации.

Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц в работе [6] подчеркивают, что основную роль в затухании играет теплопроводность, а О.Фертч и Д.Шульц [10] находят, что в пределах узкой полосы частот 5-30 Гц декремент затухания зависит от частоты (рис. I, б).

В результате анализа литературных данных, а также на основании существующих теорий становится очевидным, что декремент поглощения - уменьшение амплитуды на расстояние одной длины волны, и декремент затухания - уменьшение за один период, имеют одинаковый физический смысл и равны по величине. Декремент затухания (поглощения) в области частот 0,1-1000 Гц не зависит от частоты, т.е. не являются мерой упругости. Но все же в узкой полосе частот 5-30 Гц (область регистрации сейсмических волн при ГСЗ) проявляется характерная зависимость декремента от частоты. Причем причина затухания сейсмических волн объясняется с точки зрения теории теплопроводности [1-11].

При изучении глубинной структуры Днепровско-Донецкого авлакогена и Украинского щита представилась возможность исследовать параметры затухания для области частот 7-32 Гц.

Данные эксперимента. Регистрация упругих колебаний осуществлялась сейсмической станцией с магнитной записью типа ПОИСК-48-КМПВ-08 на частотах 7 - 10 - 15 - 22 и выборочно 32 Гц.

Согласно данным эксперимента и работы [1], влияние аппаратуры в основном оказывается на амплитуде начальных фаз колебания. Поэтому на-ми использовались не начальные фазы записи, сильнее всего искаженные переходными процессами, а максимальные, где процесс уже можно считать установленвшимся.

Для изучения параметров затухания использовались волны, зарегистрированные от одного взрыва. Причем принимались волны, соответствующие границам в коре и разделу Мохоровичича. Среда, в которой распространяются сейсмические волны, рассматривается как сплошная, или "толстослойная" по отношению к длине сейсмических волн. Параметры затухания определялись по каждому каналу в отдельности по формуле (4). Из 48 величин количество (каналов), полученных для каждой сейсмограммы, брались средние из 6-8 каналов. Достоверность результатов эксперимента подтверждена нормальными кривыми распределения ошибок по Гаусу.

Параметры затухания для осадочных границ и поверхности кристаллического фундамента определены по преломленным волнам. Характерно, что значения коэффициентов и декрементов затухания находятся в соответствии с данными, представленными в работе [1].

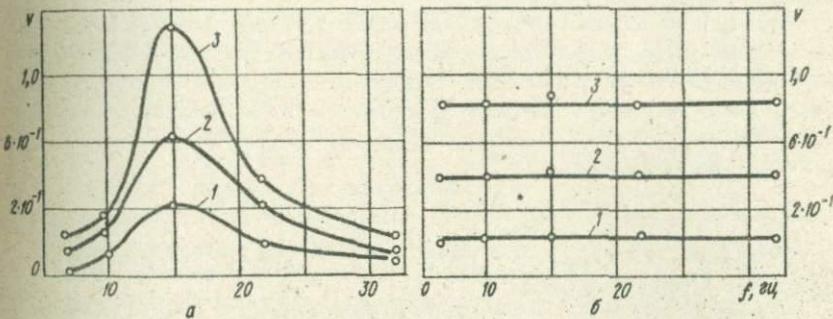


Рис. 2. Зависимость декремента затухания ν от частоты f (согласно данным эксперимента): а - для раздела Мохоровичича; б - для границ в земной коре; 1 - для Днепровско-Донецкого авлакогена; 2 - для переходной зоны между Днепровско-Донецким авлакогеном и Украинским щитом; 3 - для Украинского щита.

По отраженным волнам рассчитывались параметры затухания для кристаллического фундамента, границ внутри коры и для раздела Мохоровичича.

Согласно полученным данным, декременты затухания сейсмических волн для земной коры в пределах точности расчета не зависят от частоты (в интервале частот 7-32 Гц) (рис. 2, б).

Для волн, отраженных от раздела Мохоровичича, зависимость декремента затухания от частоты характеризуется квадратичным законом. Причем максимальное значение в области 15 Гц (рис. 2, а). Дисперсия скорости сейсмических волн не наблюдается.

Согласно графику (рис. 2, а), данная зависимость аппроксимируется следующим образом:

$$V = \frac{f}{af^2 + bf + c} , \quad (II)$$

где V - декремент затухания (величина безразмерная); f - частота, Гц; a ; b ; c - постоянные коэффициенты.

Согласно [1] и рис. 2, а, существует зависимость декремента затухания от частоты в области частот 7-32 Гц. Причем наибольшее значение V для Днепровско-Донецкого авлакогена и наименьшее - для Украинского щита.

На основании литературных данных, существующих теорий, а также на основании результатов эксперимента можно заключить:

- 1) декремент затухания сейсмических волн, соответствующих земной коре в пределах точности расчета не зависит от частоты;
- 2) декремент затухания для волн, соответствующих разделу Мохоровичича, зависит от частоты в диапазоне частот 7-32 Гц;
- 3) структура земной коры значительно отличается от раздела Мохоровичича по параметрам затухания;
- 4) судя по теориям, объясняющим эффект затухания сейсмических волн, зависимость декремента затухания от частоты для волн, отраженных от раздела Мохоровичича, связано с механизмом внутреннего трения и, возможно, может быть объяснено с точки зрения теории теплопроводности. Хотя не исключено, что этот механизм более сложный и состоит из ряда простых, упомянутых механизмов.

Л и т е р а т у р а

1. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. М., Изд-во АН СССР, 1962. 350 с. Авт.: И.С.Берзон, А.М.Епинатьев, Г.Н.Парийская, С.Н.Стародубровская.
2. Бородулин М.И., Хохлов М.Т., Омельченко В.Д. К вопросу о физической природе сейсмических границ в земной коре. - В кн.: Связь поверхности и структур земной коры с глубинными. К., 1971, с. 353-355.
3. Васильев Ю.И. Две сводки констант затухания упругих колебаний в горных породах. - Докл. АН СССР, 1962, Сер. геофиз., № 5, с. 134-136.
4. Дерягин Б.В. Затухание сейсмических и акустических волн и их зависимость от частоты. - Геофизика, 1932, № 3-4, с. 35-36.
5. Кольский Г. Волны напряжения в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1955. 157 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954. 852 с.
7. Bennewitz K., Rotger H. - Zeitsch.techn.Phys., 1948, 19, S.35-39.
8. Boltzmann L. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung. - Pogg. Ann., 1932, 7, N 1876, S. 41-48.

9. Born W.T. The attenuation constant of earth materials. - Geophysics, 1941, 6, N 2, p. 31-48.
 10. Fortsch O., Schulze G.A. Wellenausbreitung und experimentale seismik Geophysik, 1948, 8, 18DVB, S. 92-98.
 11. Schmidt R. Dampfungsmeßungen an ingenieur archiv, H.5, 1934, Berlin, S. 25-28.

УДК 622.235.5

И.В.Белинский, А.В.Михалюк

Институт гидромеханики АН УССР, Киев

АМПЛИТУДА ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ КАМУФЛЕТНЫХ ВЗРЫВАХ В МАССИВАХ ПОРОД

Одним из наиболее развитых методов геофизических исследований является установление закономерностей распространения волн малой интенсивности (в том числе взрывных волн на достаточном удалении от очага взрыва) в реальных породных массивах. Однако параметры сейсмического сигнала взрыва существенно зависят от закономерностей распространения взрывных волн в ближней зоне, где имеет место необратимое деформирование массива пород. Эти закономерности принято описывать с позиций теории геометрического подобия, хотя опыт взрывов существенно разномасштабных зарядов [3, 5, 6, 8-10] показывает, что такой подход к описанию волновых процессов в ближней зоне взрыва является приближенным. Кроме того, на параметры взрывных волн оказывают значительное влияние физико-механические свойства пород и геоструктурные особенности массивов, однако корреляционные соотношения между ними не известны. В связи с этим исследовалась зависимость амплитуд волн в ближней зоне действия взрыва от его масштаба и основных свойств массивов пород.

Амплитуда взрывных волн и ее изменение с расстоянием от очага взрыва изучались при проведении натурных взрывов сосредоточенных зарядов камуфлетного действия в разнообразных горных породах (гранитах, известняках и известняках-ракушечниках). Характеристика зарядов и основные свойства массивов пород приведены в табл. I, где ρ , n , w - соответственно плотность, пористость и весовая влажность пород; c_p - скорость распространения продольных звуковых волн; ν - коэффициент Пуассона;

G_s - прочность на раздавливание; Q - вес заряда взрывчатого вещества. Таблица дополнена данными некоторых советских и зарубежных исследователей о подземных взрывах в широком диапазоне изменения весов зарядов и горногеологических условий.

Напряжения в волне измерялись мембранными тензометрическими датчиками давления, сигналы которых после усиления станцией УТС-ИВТ-12 регистрировались на шлейфовых осциллографах Н700. Датчики размещались на глубине заложения заряда в скважинах, заполненных водой. Для перехода от давлений в воде $p(t)$ к напряжениям в массиве $\sigma(t)$ была решена за-

Таблица I

Но- мер п/п	Горная порода	ρ , $\text{г}/\text{см}^3$	n , %	w , %	c_p , $\text{км}/\text{с}$	γ	$\sigma_0 \cdot 10^{-3}$, $\text{кгс}/\text{см}^2$	Характер взрыва	Q , кг	Исследованный диапазон, $\text{кгс}/\text{см}^2$
I	Гранит	2,60	0,5+1,0	0,5	5,72	0,22	1,57	Химический	0,12	30+170
2	"	2,70	-	-	5,0	-	-	"	$8,2 \cdot 10^2$	$2,34 \cdot 2 \cdot 10^2$
3.	"	2,70	-	-	5,0	-	-	"	$8,2 \cdot 10^3$	$59 \pm 1,13 \cdot 10^3$
4	"							Ядерный		
		2,67	I	I	4,8+5,52	0,28	1,5	"Хардхэт"	$5 \cdot 10^6$	$40 \pm 3,6 \cdot 10^4$
5	"	2,68	0,5	-	6,0	0,29	-	"Моник"	$1,2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^2 \pm 1,04 \cdot 10^3$
6	Каменная соль	2,20	0,76+5,1	I	4,5	0,28	0,4+0,6	Ядерный	$3,4 \cdot 10^6$	$0,16 \pm 3,1 \cdot 1 \cdot 10^3$
7	" "	2,24	3,14	0,001	4,55	0,28	0,4+0,6	"Салмон"	$5,3 \cdot 10^6$	$90 \pm 2,4 \cdot 10^3$
8	Мрамор	2,79	-	-	4,42	0,23	-	Химический	$(0,6+4) \cdot 10^{-3}$	$40 \pm 5,2 \cdot 10^2$
9	Известняк	2,62	3+4	I+2	4,75	0,30	0,86	"	0,10	30+280
10	Известняк- ракушечник	1,89	20+30	I+5	3,22	0,30	0,089	"	0,10	0,35+35
11	ТуФ	2,00	24,4	15,3	2,42	0,2	0,084	Ядерный	$1,7 \cdot 10^6$	0,9+90
12	"	2,10	30,6	14,5	2,42	0,2	0,084	"Логан"	$5,0 \cdot 10^6$	$0,09 \pm 4,4$
13	"	1,90	33,2	17,5	2,42	0,2	0,084	"Бланка"	$19,2 \cdot 10^6$	$0,22 \pm 15$

дача о взаимодействии поля напряжений, генерируемого взрывом, со скважиной, заполненной жидкостью, с учетом давления в скважине [8]. При этом предполагалось, что диаметры датчика и скважины - пренебрежимо малые величины одного порядка малости по сравнению с длиной взрывной волны, что позволило рассматривать напряженное состояние в окрестности скважины, как квазистатическое. В этом случае

$$\sigma(t) = p(t) \left[1 + \frac{1-2\gamma}{2(1-\gamma)} \cdot \frac{\rho c_p^2}{\rho_g c_g^2} \right], \quad (1)$$

где ρ_g , c_g - плотность и скорость звука в воде.

Влияние масштаба взрыва на характер затухания взрывных волн рассмотрим, анализируя результаты взрывов в гранитах, поскольку несущественные различия в их физико-механических свойствах (ввиду незначительных колебаний их пористости и влажности) практически исключают влияние последних на диссиацию энергии взрывных волн.

В настоящее время для описания изменения амплитуды взрывной волны с расстоянием широко используется зависимость

$$\sigma = k (r/Q)^{\mu}, \quad (2)$$

где k и μ - эмпирические коэффициенты.

Статистическая обработка экспериментальных наблюдений по взрывам I-6 (табл. 1), величина заряда которых изменилась от 10^{-1} до 10^9 кг, показала, что в первом приближении амплитуды взрывных волн удовлетворительно описываются зависимостью (2), при этом $\mu = 1,77$; $k = 773$ (r - в м, Q - в кг). Коэффициент вариации $\mu = \pm 5\%$, $k = +40$, -30% с доверительной вероятностью 0,9 относительный доверительный интервал определения σ соответствует $\pm 5\%$.

Понятно, что в случае существования геометрического подобия разномасштабных взрывов k и μ не должны зависеть от масштаба взрыва, т.е. при статистическом определении $\sigma(r)$ доверительные интервалы определения зависимости (2) для отдельных взрывов должны перекрывать друг друга. Для проверки этого положения была проведена статистическая обработка данных о каждом взрыве (табл. 1). Результаты обработки представлены в табл. 2, в которой приняты следующие обозначения: N_{pp} - номер взрыва согласно табл. 1; N - количество экспериментальных точек; s_n - средняя квадратическая ошибка $\lg \sigma$; b - коэффициент вариации; $\Delta \lg \sigma$ - доверительный интервал $\lg \sigma$ при доверительной вероятности 0,9, $\Delta \mu/\mu$; $\Delta k/k$ - относительный доверительный интервал определения μ и k .

На рис. I представлены зависимости (2) и их доверительные материалы (скобки на концах кривых) для разномасштабных камуфлетных взрывов в гранитах. Номер кривой на рисунке соответствует номеру взрыва в табл. 2. Общий характер кривых свидетельствует, что с ростом масштаба взрыва показатель степени затухания волн напряжений уменьшается, причем это

Таблица 2

№/п	N	μ	k	lg k	s _n	b, %			$\pm \Delta lg \sigma$	$\Delta, \%$		
						b_u	$+ b_k$	$- b_k$		$\frac{\Delta \mu}{\mu}$	$\frac{\Delta k}{k}$	$\frac{+}{-}$
I	3	2,04	1090	3,038	0,075	2,5	20	16	0,126	4,2	34	25
2	15	1,89	693	2,841	0,140	4,9	38	28	0,065	2,3	16	14
3	11	1,80	767	2,885	0,093	3,2	24	19	0,050	1,7	12	11
4	12	1,63	724	2,860	0,095	3,9	24	20	0,050	1,8	12	11
5	8	1,42	706	2,849	0,057	2,0	14	12	0,038	1,3	9	8
6	49	1,55	736	2,867	0,109	3,8	28	22	0,027	0,9	6	6
7	13	1,57	931	2,969	0,040	1,4	10	8	0,020	0,7	5	4
8	23	1,50	804	2,905	0,133	4,5	36	26	0,048	1,6	12	11
9	25	1,85	1260	3,101	0,074	2,5	18	16	0,025	0,8	6	5
10	24	2,26	1052	3,026	0,094	3,1	22	19	0,038	1,3	9	8
II	9	2,00	274	2,438	0,124	5,1	33	25	0,079	3,2	21	17
12	16	2,51	6	0,778	0,279	36,0	90	47	0,125	16,0	33	25
13	8	1,98	79	1,898	0,107	5,6	38	22	0,072	3,8	18	15
14	8	1,87	87	1,940	0,173	8,9	50	31	0,117	6,0	31	24
15	9	1,89	143	2,154	0,171	8,0	48	33	0,108	5,0	28	22

уменьшение происходит таким образом, что доверительные интервалы отдельных зависимостей $\sigma(r/Q^{1/3})$ не перекрывают друг друга (даже в исследованных диапазонах изменения σ и r). Лишь в сравнительно узкой области расстояний ($0,5 < r/Q^{1/3} < 2$) и напряжений ($200 < \sigma < 3000$ кгс/см²) доверительные интервалы зависимости (2) перекрывают друг друга. Таким образом, для широкого диапазона изменения расстояний от очага взрыва и амплитуд взрывных волн геометрическое подобие взрывов не соблюдается. Взрывные волны маломасштабных зарядов затухают быстрее, чем волны от более мощных взрывов, что является признаком уменьшения относительных потерь энергии взрывных волн при увеличении масштаба заряда. Этот вывод подтверждается данными об энергии сейсмических волн при внутренних взрывах разномасштабных зарядов. Так, энергия сейсмических волн при взрывах зарядов 10, 100 и 1000 кг составляет соответственно 0,34, 1,67 и 6,67% полной энергии взрыва [5].

Общий характер изменения показателя степени затухания волны μ с ростом масштаба взрыва в гранитах иллюстрирует кривая на рис. 2, на которой можно выделить три характерные области с резко отличными скоростями изменения μ . В области малых ($Q < 10$ кг) и больших зарядов ($Q > 10^6$ кг) изменение μ с ростом масштаба взрыва менее существенно, чем в промежуточной области ($10 < Q < 10^6$ кг), что объясняется следующим образом.

Уменьшение показателя степени затухания взрывной волны с увеличением масштаба взрыва, по-видимому, определяется зависимостью затухания волны от их частоты и естественной трещиноватости (блочности) породных массивов.

Известно, что частота положительной фазы взрывной волны с ростом масштаба взрыва уменьшается. В то же время [4] коэффициент поглощения прямо пропорционален частоте процесса в однородных и квадрату частоты

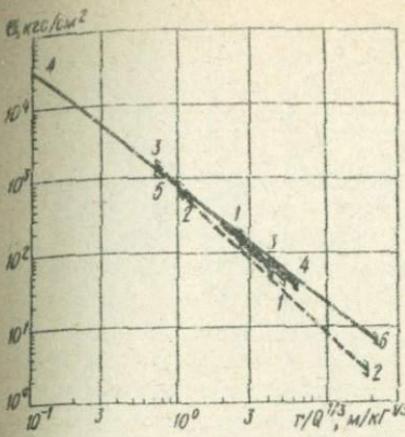


Рис. 1. Амплитуды воли напряжений при взрывах разномасштабных зарядов в гранитах.

в зернистых породах. Отсюда следует, что с увеличением масштаба взрыва показатель степени затухания взрывных волн монотонно уменьшается.

Наибольшая скорость уменьшения μ наблюдается при изменении веса заряда взрывчатого вещества от ~ 10 до $\sim 10^6$ кг, что, по-видимому, связано со значительными дополнительными потерями энергии волн в естественных трещинах массива пород [2].

Следует отметить, что для данного типа горных пород во всей исследованной области изменения Q отклонение величины μ от его среднего значения невелико ($\pm 14,5\%$). Более того, при достаточно малых взрывах, когда их действие не распространяется за пределы отдельных блоков массива, и при достаточно больших взрывах, когда структурные неоднородности среди практически не оказывают влияния на распространение взрывных волн, геометрическое подобие выполняется с еще большей точностью ($\sim 7\%$). Таким образом, когда не требуется большая точность при анализе действия разномасштабных взрывов в одной и той же горной породе, его допустимо выполнить на основе теории подобия, тем более, что при этом удается получить достаточно простые расчетные зависимости, основанные на результатах маломасштабных модельных взрывов.

Из физико-механических свойств горных пород основное влияние на их поведение при подземном взрыве оказывают плотность, влажность и пористость. Поскольку плотность минерального вещества в различных породах колеблется в узких пределах, средняя плотность пород в основном зависит от их пористости и влажности. Рассмотрим влияние этих параметров на амплитудную характеристику взрывных волн.

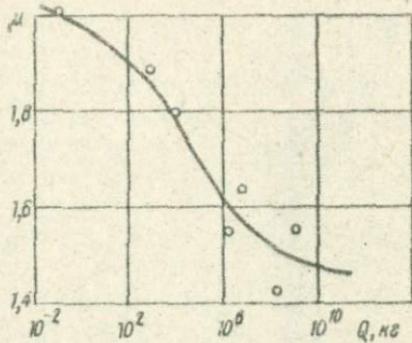
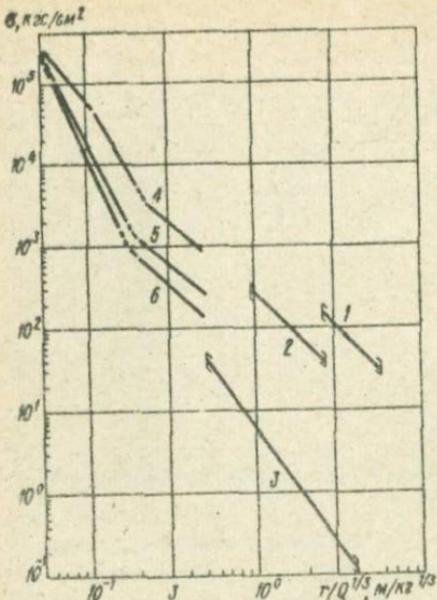


Рис. 2. Изменение показателя μ о увеличении мощности камуфлетного взрыва в гранитах.



На рис. 3 представлено изменение с расстоянием максимальных напряжений взрывных волн при равнотипных взрывах в гранитах (1), пекристаллизованных известняках (2) и известняках-ракушечниках (3). Поскольку влажность этих пород практически одинакова, особенности затухания взрывных волн в них допустимо связывать с их пористостью. Анализ кривых показывает, что с возрастанием пористости пород увеличивается скорость затухания амплитуды взрывной волны, а значит, возрастают диссипативные потери энергии взрыва. Для исследованного диапазона изменения пористости пород зависимости коэффициентов k и μ от n могут быть представлены следующими соотношениями (%):

$$k = 8,5 \cdot 10^2 e^{-0,198n} ; \quad \mu = 1,95 + 0,026n . \quad (3)$$

Аналогичные в качественном отношении данные были получены в областях высоких давлений (на близких от очага взрыва расстояниях) при взрывах модельных зарядов в искусственных образцах пористой соли $NaCl$ [7]. Полученные кривые для сравнения с описанными результатами натурных взрывов представлены на рис. 3: 4 - при $n = 2\%$, 5 - при $n = 13\%$, 6 - при $n = 20\%$.

Не менее существенно на волновые процессы при внутренних взрывах влияет влажность горных пород. На рис. 4 приведены зависимости от относительного расстояния $r/Q^{1/3}$ амплитуд напряжений при камуфлетных взрывах в воде (1), туфах (взрывы "Рейнир" (2), "Бланка" (3) и "Логан" (4)), известняке-ракушечнике (5) и соли (взрыв "Салмон" (6)). Заметим,

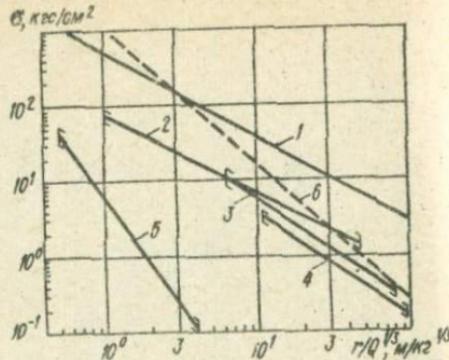


Рис. 3. Влияние пористости горных пород на амплитуду взрывных волн.

Рис. 4. Влияние влажности горных пород на амплитуду взрывных волн.

что только влиянием масштабных эффектов особенности затухания волн, представленных кривыми 2-5, объяснить нельзя, о чем свидетельствует их сравнение с кривой 6, построенной для взрыва в соли, энергия которого сравнима с энергией взрывов в тuffe. Несмотря на то, что влажность соляного массива близка к нулю, а пористость во много раз меньше пористости тuffов, затухание взрывных волн в соляном массиве заметно больше, чем во влажных тuffах. Отсюда следует, что основное влияние на особенности затухания волн при взрывах /2-5/ оказывает влажность породного массива, диапазон изменения которой значителен при практически идентичных пористости и прочностных характеристиках пород (табл. I).

Проанализировав данные рис. 4, заметим, что увеличение влажности пород приводит к уменьшению величины μ , значение которой приближается к аналогичному показателю затухания взрывных волн в воде (рис. 4, кривая 1). Следовательно, в более водонасыщенных породах на подобных расстояниях максимальные напряжения в волне сжатия значительно выше, чем в породах меньшей влажности. В количественном отношении влияние влажности пород на показатель степени затухания амплитуды взрывной волны будем связывать с коэффициентом водонасыщения породы, который характеризует степень заполнения водой ее порового пространства и численно равен отношению весовой влажности W к полной влагоемкости w_n . Для кривых 2-5 (рис. 4) коэффициент водонасыщения изменяется от 0,18 до 0,995. С большой точностью анализируемая зависимость представляется в виде

$$\mu = 2,95 - 1,88 \frac{W}{w_n} .$$

Изложенное можно использовать при проведении геофизических исследований и для условий выполнения инженерно-технических работ в массивах пород, применив энергию взрыва.

Л и т е р а т у р а

1. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950. 224 с.
2. Кутузов Б.Н. Взрывное и механическое разрушение горных пород. М., Недра, 1973. 310 с.
3. Подземные ядерные взрывы (сб. перев.). М., Изд-во иностр. лит., 1962. 248 с.
4. Пономарев П.В. Динамический метод расчета процессов, происходящих при разрушении горных пород ударом. - Изв. вузов. Горн. журн., 1964, № 12, с. 52-57.
5. Механический эффект подземного взрыва. М. Недра, 1971. 177 с. Авт.: В.Н.Родионов, В.В.Адушкин, В.Н.Костюченко, В.Н.Николаевский, А.Н.Ромашов, В.М.Цветков.
6. Ханукаев А.Н. и др. О распространении волн напряжений при взрыве в твердых породах. - Зап. ЛГИ, 1961, 44, вып. I, с. 118-126.
7. Христофоров Б.Д. Параметры ударных волн при взрыве сферического заряда в пористом $NaCl$. - Физика горения и взрыва, 1971, 7, № 4, с. 594-599.
8. Христофоров Б.Д., Ромашов А.Н. Определение параметров волн сжатия в скальном грунте. - Физика горения и взрыва, 1967, 3, № 1, с. 137-142.

9. Ferrieux H., Guerrini C. Effets mécaniques d'une explosion nucléaire contenue. - In: Peaceful Nuclear Explosions II. Vienne, 1971, p. 253-273.
10. Michaud L. Effets mécaniques au-delà de la zone proche d'une explosion nucléaire souterraine dans le granite. - In: Peaceful Nuclear Explosions. Vienna, 1970, p. 151-161.

УДК 550.83:551.24:553.31

И.И.Кизяковский, В.А.Семенов

Приднепровская геофизическая экспедиция треста "Днепрогеофизика"

ОПЫТ КОМПЛЕКСНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МАТЕРИАЛОВ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ЦЕЛЬЮ ИЗУЧЕНИЯ ГЛУБОКИХ ГОРИЗОНТОВ КРИВБАССА

В практике геофизических исследований Кривбасса одна из наиболее важных задач (задача изучения глубоких горизонтов Криворожской структуры) решалась в одних случаях только по данным магниторазведки [5], в других - по данным гравиразведки [1], а в третьих - по сейсморазведке [2]. Во многих районах Советского Союза при геофизических исследованиях весьма широко проявляется тенденция к использованию комплекса методов.

Такой подход обосновывается тем, что при комплексной интерпретации материалов геофизических исследований достигается определенное сужение пределов неоднозначности, в связи с чем повышается устойчивость получаемого решения. Правда, при этом понятие комплексной интерпретации не формализуется, а поэтому не является строгим.

Исходя из накопленного опыта мы полагаем, что в условиях Криворожского железорудного бассейна принцип комплексной интерпретации может быть осуществлен путем соблюдения определенной последовательности рассмотрения геофизических материалов. Конечной целью принятого порядка интерпретации должно явиться создание такой геологической модели Криворожской структуры, которая, согласуясь с известными геологическими фактами, наилучшим образом удовлетворяла бы данным каждого отдельно взятого метода геофизических исследований.

Располагая первичными материалами по гравиразведке, магниторазведке, сейсморазведке и геологической информацией по Центральному району Кривбасса, после их дополнительной обработки порядок рассмотрения и интерпретации материалов принимали следующим.

Геологические материалы. Дополнительная обработка геологических материалов сводилась к графическому изображению отмечаемых на геологических разрезах изменений: угла падения пород, мощности отложений железорудной свиты и содержаний в ней железистых образований наиболее важного элемента Криворожской структуры - Саксаганской полосы по мере ее погружения на глубину и по простиранию (рис. I). Такой прием позволил характеризовать закономерности измерений перечисленных параметров и учи-

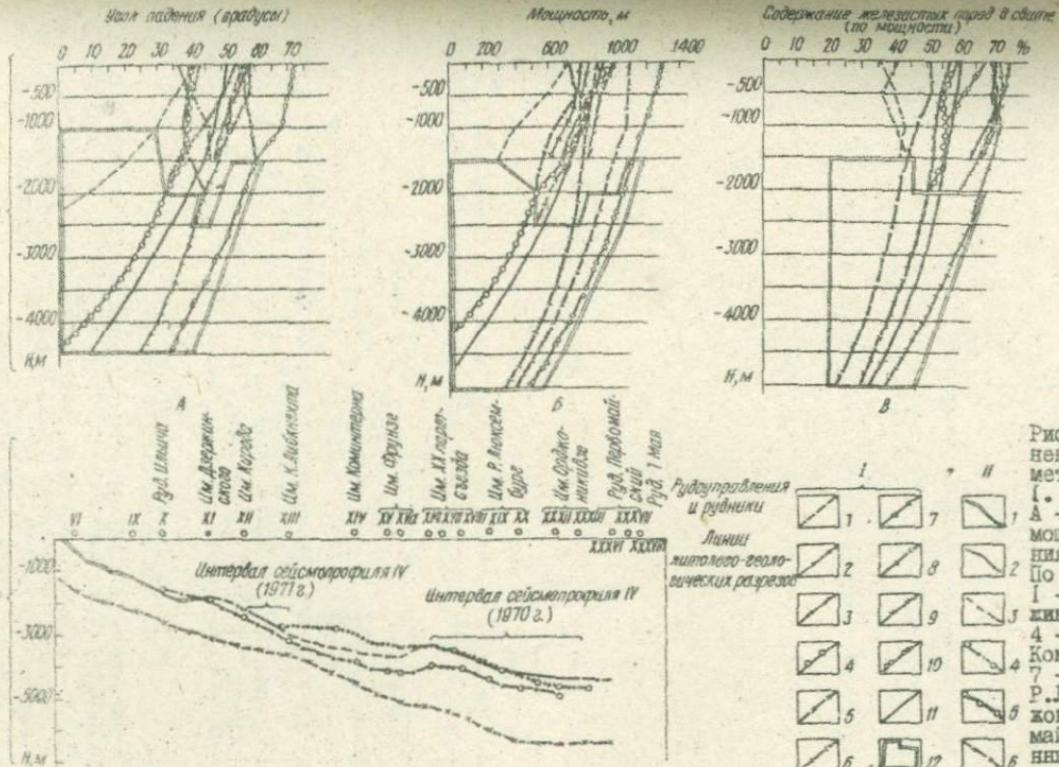


Рис. I. Графики изменения некоторых параметров свиты K_2 .

1. Вкрест простирания
А - угла падения; Б - мощности; В - содержания железистых пород.

По рудоуправлениям:

1 - Ильича; 2 - Дзержинского;

3 - Кирова; 4 - К. Либкнехта;

5 - Коминтерна; 6 - Фрунзе;

7 - XX партъезда; 8 - Р. Люксембург; 9 - Орджоникидзе; 10 - Первомайский; 11 - осредненный график; 12 - область экстраполяции.

II. По простиранию

Глубины погружения. Железистых пород: 1 - по данным бурения; 2 - по данным сейсморазведки; 3 - интервалы интерполяции сейсморазведочных данных; 4 - по корреляции характерных особенностей соседних геологических разрезов; 5 - по данным магниторазведки. Амфиболитов: 6 - по данным гравиразведки.

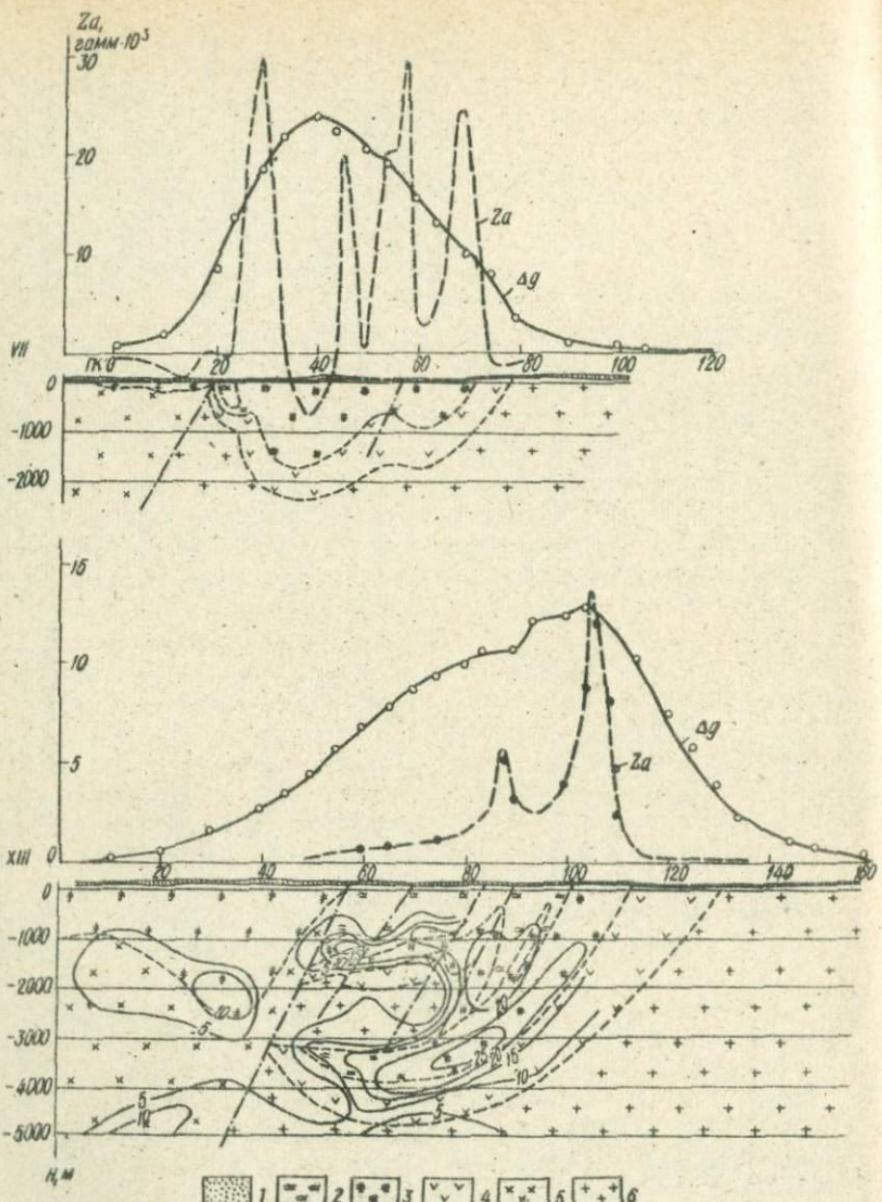
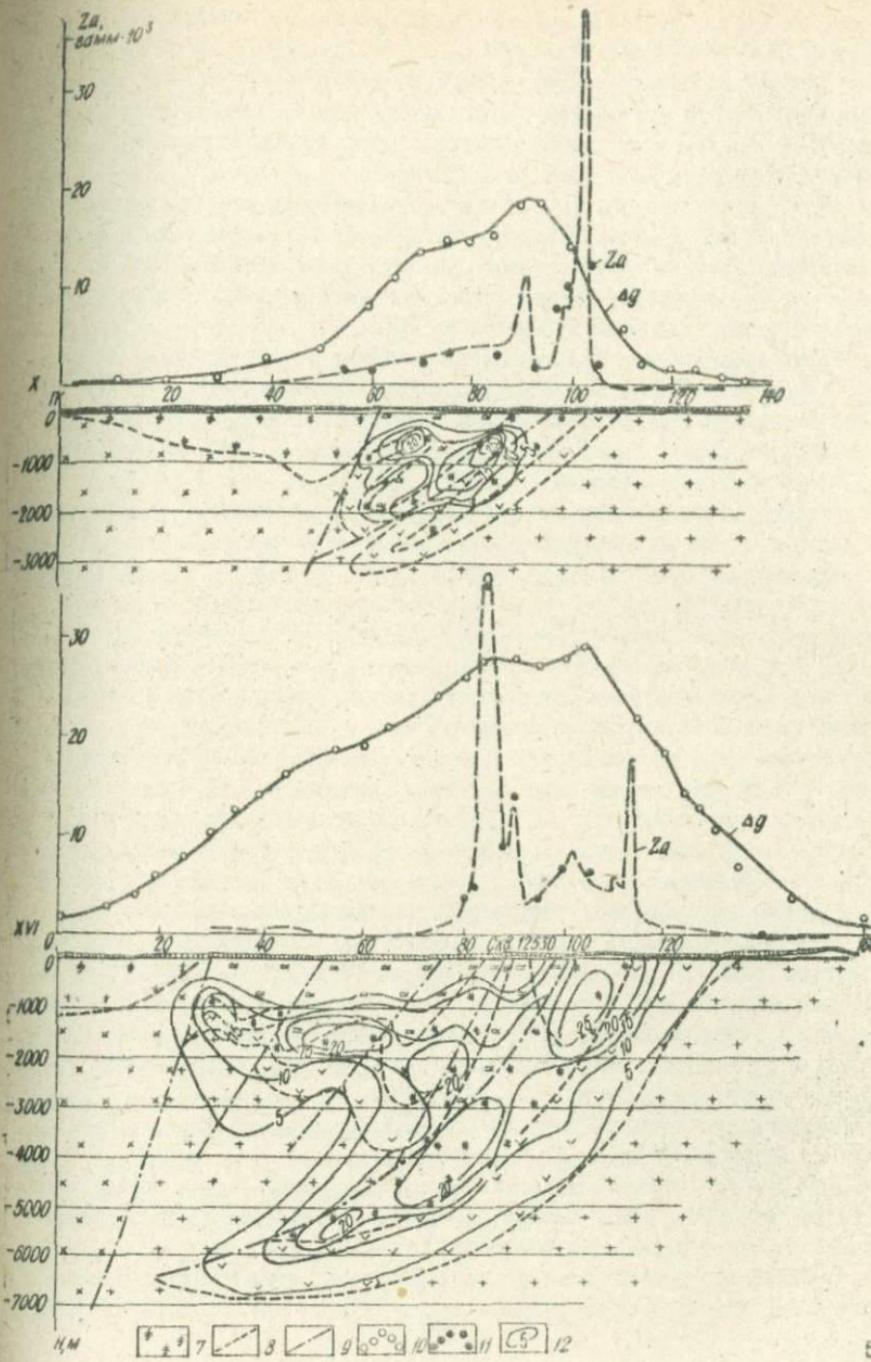


Рис. 2. Геолого-геофизические разрезы по некоторым расчетным профилям. I - рыхлые породы; образования свит: 2- K_3 ; 3- K_2 ; 4- K_0 ; 5 - мигматиты; 6 - граниты; 7 - области мигматитов, содержащие ксенолиты метаморфических пород. Наблюденные графики: 8 - Za ; 9 - Δg . Значения физических полей, обусловленные разрезами: 10 - Δg ; 11 - Za ; 12 - изолинии аномальной насыщенности разрезов отражающими площадками.



тывать их при последующей интерпретации материалов геофизических исследований.

Материалы сейсморазведки. Обработка сейсмических материалов состояла в подсчете количества отражающих площадок, приходящихся на квадратный километр сейсмического разреза, с последующим вычислением его аномальной насыщенности этими площадками.

Как и ожидалось, исходя из представления о слоистости образований криворожской серии, аномально высокой насыщенностью отмечались те части разреза, которые сложены породами этой серии. Наиболее высокая (максимальная) насыщенность оказалась приуроченной к участкам разреза, сложенным породами железорудной свиты К₂ (рис. 2).

Таким образом, мы приходим к заключению, что по признаку аномальной насыщенности отражающими площадками есть возможность в плоскостях сейсмических разрезов в самых общих чертах определять конфигурацию участков, сложенных породами криворожской серии, а в их пределах выделять образования железорудной свиты.

В результате мы получаем первое приближение геологической модели исследуемого района. Она подлежит уточнению и детализации путем выбора последующих приближений в ходе интерпретации материалов гравиразведки.

Материалы гравиразведки. Дополнительная обработка материалов гравиразведки заключалась в вычислениях аномалий Буге с учетом фактического распределения масс в промежуточном слое и выполнялась с использованием соответствующего набора карт и геологических разрезов с помощью специально для этой цели рассчитанных авторами палеток [3].

Отличие полученных аномалий от ранее вычисленных (при постоянной плотности промежуточного слоя) довольно заметное — в ряде случаев достигает 3 мгл. Таким путем достигается существенное уточнение аномального гравитационного поля над Криворожской структурой. В дальнейшем, исходя из представления о том, что интерес для интерпретации представляют только те аномалии, которые обусловлены неизвестными или слабо изученными объектами, из вычисленных аномалий исключалось влияние всех известных масс, расположенных ниже уровня редуцирования. В разряд известных масс отнесены "боковые массы", хорошо изученная бурением верхняя часть Саксаганской полосы, а также ее нижняя часть, надежно выделяемая в соответствии с закономерностями изменения ее параметров на глубину и согласно данным сейсморазведки.

Вычисление влияния всех известных масс осуществлялось с помощью палеток авторов [3].

На основе сопоставительного анализа оставшейся части аномального поля по всем расчетным профилям определялся региональный фон, который затем вычитался из аномального поля.

Полученное остаточное гравитационное поле с учетом фактических геологических данных и общих представлений о геологическом строении района

подвергалось интерпретации с использованием известных приемов, включая и метод подбора.

Таким образом, интерпретация аномального гравитационного поля завершается подбором, в пределах контуров первого приближения, такого распределения масс, которое удовлетворяет этому полю и, не противореча известным геологическим фактам, согласуется с результатами интерпретации материалов сейсморазведки.

Материалы магниторазведки. Процесс интерпретации магнитного поля состоял из двух основных этапов: 1) оценка параметров намагниченных масс; 2) выбор модели структуры. Оценка параметров намагниченных масс выполнялась в основном с помощью аналитических расчетов.

Используя имеющуюся информацию: о геологическом строении верхних горизонтов, магнитных свойствах пород, ранее полученных данных по сейсморазведке и гравиразведке и т.д., выбираем принципиальную модель структуры и методом подбора, усложняя и детализируя модель, подбираем такое распределение масс, которое наилучшим образом обеспечивает совпадение модельного и наблюдаемого полей. Подобранная таким образом модель структуры оказывается согласованной с данными сейсморазведки, гравиразведки и не противоречит при этом фактическим геологическим данным.

На этом и завершается цепь последовательного рассмотрения и интерпретации материалов комплекса геофизических исследований. Ее результатом является построение взаимоувязанных геолого-геофизических разрезов, примеры которых приводятся на рис. 2.

Особое место в комплексной интерпретации материалов занимает совместное рассмотрение карт магнитного и гравитационного полей и последующее их сопоставление с геологической картой. В результате было установлено, что всем известным участкам развития залежей богатых железных руд в Центральном районе Кривбасса отвечают области пониженных значений Za при неизменности или повышении аномального гравитационного поля.

На подобное сочетание изменений магнитного и гравитационного полей, отмечаемое в районе Кременчугской группы железорудных месторождений и КМА, указывала З.А.Крутиховская [4]. Это весьма характерное сочетание понижений магнитного поля с повышениями гравитационного яруса выдвинуто в качестве одного из основных критериев выделения участков маргитализации, а следовательно, вероятного оруденения железистых пород. Этот важный вывод З.А.Крутиховской разделяется и используется Г.В.Токтуевым [6]. Особенности изменений магнитного и гравитационного полей над известными железорудными месторождениями Центрального района Кривбасса позволили нам, используя этот критерий, выделить 25 перспективных участков оруденения железистых пород. Выделение перспективных участков выполнено с использованием ЭВМ "Минск-22" по программе "Днепр-4", разработанной В.А.Ахметшиним (трест "Днепрогеофизика").

Не рассматривая подробно полученные результаты, отметим лишь, что данные гравиразведки и магниторазведки позволяют все элементы Криворожской структуры - Сакоаганскую, Глееватско-Алексеевскую и Ново-Ивановскую, а также Южное продолжение Западно-Анновской полосы, считать изолированными друг от друга объектами, сложенными породами железорудной свиты и располагающимися в толще пород верхней свиты.

Такая трактовка гравимагнитных данных хорошо согласуется с представлением о блоково-чешуйчатом характере Криворожской структуры.

Однако, исходя из особенностей конфигурации областей аномальной насыщенности сейсмических разрезов отражающими площадками, более предпочтительным было бы Криворожскую структуру представить в виде синклиниория, строение которого в результате чрезвычайно широкого проявления различных дислокаций оказывается очень сложным.

Представляется несомненным, что в усложнении строения упомянутого синклиниория особо важная роль принадлежит разрывным тектоническим нарушениям.

Л и т е р а т у р а

1. Афанасьев Н.Л. Количественная интерпретация гравитационных аномалий Криворожского бассейна. - В кн.: Состояние и перспективы развития разведочной геофизики. М., 1961, с. 450-454.
2. Дмитриев Г.И. и др. Опыт применения сейсморазведки в Криворожском железорудном районе. - В кн.: Новые данные о геофизических исследованиях на Украине. К., 1974, с. 131-137.
3. Кизяковский И.И., Семенов В.А. Палетки для вычисления аномалий Буге при изучении рельефа фундамента. - Разведка и охрана недр, 1976, № 9, с. 31-37.
4. Крутиховская З.А., Кужелов Г.К. Применение геофизических методов для изучения железорудной формации Украинского кристаллического щита. М., Госгеолтехиздат, 1960. 130 с.
5. Тяпкин К.Ф. К вопросу определения магниторазведкой глубины погружения железистых пород Криворожья. - Геофиз. сб. АН УССР, 1964, вып. 8 (10), с. 81-87.
6. Тохтуев Г.В. О критериях поисков железорудного сырья в докембрии Украины. - Геологич. журн., 1974, № 1, с. 52-59.

УДК 550.831

А.И.Кобрунов

Ивано-Франковский институт нефти и газа

О ДЕТЕРМИНИСТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ В ТЕОРИИ КОМПЛЕКСНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Сущность детерминистического подхода в теории комплексной интерпретации геофизических полей состоит в том, что наблюдаемые поля рассматриваются как неслучайные данные, отражающие распределение интересующего нас параметра в Земле. Поэтому их постоянно и полностью следует учитывать при построении схем интерпретации. Что касается случайности и неопреде-

ленности, то они относятся к априорным сведениям относительно распределения искомых параметров среды, и статистические характеристики следует вводить именно на этом уровне.

Цели детерминистической комплексной интерпретации геофизических полей мы определим, как нахождение распределения некоторого формального параметра t в нижнем полупространстве. Физический (или геологический) смысл этого параметра определяется указанием его связи с различными физическими свойствами горных пород. В общем случае связи эти таковы, что обратные им не однозначны. Ограничения, накладываемые на характер этих связей, состоят в том, что они описываются линейными (в общем случае вырожденными) преобразованиями. Это означает, что если $\xi_i, i = 1, 2, \dots, N$ – соответствующие физические свойства горных пород, то

$$\xi_i = E_i t,$$

где E_i – линейные ограниченные операторы.

Заметим, что класс линейных преобразований достаточно широк [17], но, даже в случае необходимости восстановить распределение параметра, связанного с физическими свойствами нелинейно, можно определить первоначально только распределение промежуточного параметра t' , связанного с физическими свойствами линейными ограниченными операторами, а с исходным параметром t нелинейно, но взаимно однозначно. Тогда, определив по предлагаемой ниже схеме распределение параметра t' и используя взаимно однозначную связь между t и t' , можно перейти к распределению параметра t .

Распределения физических свойств ξ_i отображаются в наблюденные геофизические поля u_i линейными ограниченными операторами A_i . Например, распределение плотности в области S (двумерный случай) отображается в гравитационное поле $u(x_0)$ линейным ограниченным оператором:

$$A\sigma(x; z) = \iint_S \frac{\sigma(x; z) z}{(x - x_0)^2 + z^2} dx dz = \frac{u(x_0)}{2\gamma}, \quad (1)$$

где γ – гравитационная постоянная; x_0 – координаты точек наблюдения поля.

Априорная информация о распределении параметра может быть выражена в виде оценок достоверности построения нулевого приближения t_0 к распределению параметра t . Обобщая это положение, можно принять в качестве оценки согласованности значения параметра t с априорной информацией величину

$$\mathcal{J} = \| \varphi(t - t_0) \|^2, \quad (2)$$

где $\varphi(\cdot)$ – линейное непрерывное (мы будем рассматривать взаимно однозначное) отображение t в некоторое функциональное пространство. Полагая, например, $\varphi(\cdot)$ единичным оператором, мы приходим к некоторому эквива-

ленту метода наименьших квадратов. Не ограничивая общности, можно считать, что $t_0 = 0$. Таким образом, мы приходим к следующей постановке задачи о детерминистической комплексной интерпретации геофизических полей.

Найти такое распределение параметра t , которое при условии соблюдения всех наблюденных геофизических полей минимизирует величину

$$J = \|Q(t)\|^2.$$

Интересно отметить, что при $N = 1$, а E_i – единичном операторе мы приходим от задачи комплексной интерпретации к соответствующей обратной задаче. Так, если A_i есть оператор, определенный соотношением (1), то сформулированная задача есть не что иное как обратная задача гравиразведки.

Перейдем теперь к строгой постановке и решению описанной задачи.

Пусть S – некоторая область, $t \in L_2(S)$, $i = 1, 2, \dots, N$, E_i – линейные ограниченные отображения $L_2(S)$ в себя; A_i – линейные ограниченные отображения $L_2(S)$ в $L_2(R_i)$, где R_i – область определения соответствующих геофизических полей, Q – линейное, непрерывное, взаимно однозначное отображение $L_2(S)$ в себя.

Поставим следующую задачу:

$$\begin{cases} \xi_i = E_i t, \\ A_i \xi_i = U_i, \\ i = 1, 2, \dots, N, \\ \|Q(t)\|^2 \leftarrow \inf. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $U_i \in L_2(R_i)$.

Введем пространство w как прямое произведение пространств $L_2(R_i)$. Определим в w скалярное произведение соотношением

$$\langle \omega_1 | \omega_2 \rangle = \sum_{i=1}^N \langle U'_i | U_i^2 \rangle, \quad (4)$$

где $\omega_k = \{U_1^k, U_2^k, \dots, U_N^k\}$, $U_i^k \in L_2(R_i)$, $k = 1, 2, \dots$; а $\langle U'_i | U_i^2 \rangle$ – скалярное произведение в соответствующем Гильбертовом пространстве. Определице (4) удовлетворяет всем аксиомам скалярного произведения $\{\cdot\}$ и, следовательно, w – Гильбертово пространство. Введем далее оператор B , действующий из $L_2(S)$ в w , следующим образом:

$$B(t) = \{A_1 F_1 t; A_2 F_2 t; \dots; A_N t\}.$$

Оператор B – суть линейный, ограниченный оператор и задачу (3) можно теперь сформулировать:

$$\begin{cases} Bt = \omega, \\ \|Q(t)\|^2 \leftarrow \inf, \\ \omega \in w. \end{cases} \quad (5)$$

Пусть $\Omega_0 = \{t \in L_2(S) | Bt = \omega\}$. Тогда, если t_ω – какое-либо решение первого уравнения из (5), то решением этого уравнения будет и всякий

элемент из $\Omega_\omega = \Omega_0 + t\omega$. Поскольку минимум непрерывного функционала (второе уравнение из (5)) на замкнутом множестве достигается, то для доказательства существования решения уравнения (5) достаточно доказать замкнутость множества Ω_ω или, что то же самое, замкнутость Ω_0 .

Для Гильбертовых пространств справедливо соотношение

$$\Omega_0 = (\text{Im } B^*)^\perp,$$

где B^* - сопряженный к B оператор; $\text{Im } B^*$ - множество значений оператора B^* , а символ \perp обозначает переход к ортогональному дополнению. Следовательно,

$$\Omega_0 = \{t \in L_2(S) \mid \langle t | \lambda \rangle, \forall \lambda \in \text{Im } B^*\}.$$

Так как $\text{Im } B^* \subseteq L_2(S)$, а $L_2(S)$ сепарабельно, то таковым является и $\text{Im } B^*$. Обозначим базис $\text{Im } B^*$ через $\chi_j, j \in J, J$ - не более чем счетное множество индексов. Тогда

$$\Omega_0 = \bigcap_{j \in J} H_j,$$

где $H_j = \{t \in L_2(S) \mid \langle t | \chi_j \rangle = 0\}$.

Поскольку $R = \langle t | \chi_j \rangle$ - линейный непрерывный функционал (относительно t), то его ядро замкнуто [2]. Но пересечение не более чем счетного числа замкнутых множеств замкнуто и, следовательно, Ω_0 замкнуто. Этим заканчивается доказательство существования решения уравнения (5) и, следовательно, (3). Так как нижняя грань в (5) достигается и является минимумом, а Ω_0 сдвиг замкнутого линейного подпространства в $L_2(S)$ и, следовательно, Ω_ω выпукло, то для решения задачи (5) можно воспользоваться теоремой характеристизации интерполяционных сплайн-функций [2]. Тогда необходимым и достаточным условием того, чтобы t было решением задачи (5) служит требование

$$Q^* Q \tilde{t} = B^* \lambda, \quad (6)$$

где Q^* - сопряженный к Q оператор, а $\lambda \in \text{Im } B$ подлежит определению из первого уравнения в (5). Подставив (6) в первое уравнение (5), получим

$$B Q^{-1} Q^{*-1} B^* \lambda = \omega, \quad (7)$$

где Q^{-1} и Q^{*-1} - обратные операторы соответственно к Q и Q^* . Для доказательства единственности решения задачи (5), а следовательно, и (3) достаточно показать, что λ из (7) определяется однозначно.

Пусть $B Q^{-1} Q^{*-1} B^* \lambda_1 = B Q^{-1} Q^{*-1} B^* \lambda_2$, тогда в силу линейности всех входящих в (7) операторов для $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ получим

$$B Q^{-1} Q^{*-1} B^* \Delta \lambda = 0,$$

откуда следует

$$\begin{aligned} & \langle B Q^{-1} Q^{*-1} B^* \Delta \lambda | \Delta \lambda \rangle = \langle Q^{-1} Q^{*-1} B^* \Delta \lambda | B^* \Delta \lambda \rangle = \\ & = \langle Q^{*-1} B^* \Delta \lambda | Q^{*-1} B^* \Delta \lambda \rangle = \|Q^{*-1} B^* \Delta \lambda\|^2 = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь мы воспользовались известным [1] для взаимно-однозначного оператора \mathcal{Q} соотношением $(\mathcal{Q}^{-1})^* = (\mathcal{Q}^*)^{-1}$.

В силу взаимно-однозначности оператора $\mathcal{Q}^{*-1}\mathcal{B}^*$ из (8) следует $\Delta\lambda = 0$, откуда $\lambda_1 = \lambda_2$, единственность решения уравнения (?) доказана. Фактически мы доказали не что иное, как положительность оператора, стоящего в левой части (?).

Так как

$$\mathcal{B}^*\lambda = \sum_{i=1}^N (A_i E_i)^* \lambda_i = \sum_{i=1}^N E_i^* A_i^* \lambda_i,$$

где $\lambda_i \in L_2(R_i)$, то полученный результат можно сформулировать в виде следующего предложения.

Решение задачи (3) существует и единствено. Элемент $E \in L_2(S)$ тогда и только тогда является решением этой задачи, когда

$$t = \mathcal{Q}^{-1} \mathcal{Q}^{*-1} \sum_{i=1}^N (E_i^* A_i^* \lambda_i), \quad (9)$$

$$A_k \mathcal{Q}^{-1} \mathcal{Q}^{*-1} \sum_{i=1}^N (E_i^* A_i^* \lambda_i) = U_k, \quad k=1, 2, \dots, N, \quad (10)$$

а $\lambda \in L_2(R_i)$ однозначно находится из системы линейных уравнений (10).

Для того, чтобы проиллюстрировать алгоритмическую сущность полученного результата, рассмотрим случай $N = 1$, E_i - единичный оператор, а A_i - оператор, определенный соотношением (1). В этом случае постановка (3) вырождается в обратную задачу гравиразведки, параметр t есть распределение плотностей $G(x; z)$, а соотношение (9) при условии, что точка $z=0$ не принадлежит области S , примет вид

$$G(x; z) = \mathcal{Q}^{-1} \mathcal{Q}^{*-1} \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x_0) \frac{z dx_0}{(x-x_0)^2 + z^2}.$$

Определим \mathcal{Q} как оператор домножения на функцию $1/t^{1/2}(x; z)$. Функция $\tau(x; z)$ в области S всегда больше нуля и имеет смысл априорной оценки уклонения решения от нуля. Тогда

$$G(x; z) = \tau(x; z) \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(x_0) \frac{z}{(x-x_0)^2 + z^2} dx_0, \quad (11)$$

а соотношение (10) примет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(t) \iint_S \tau(x; z) \frac{z}{(x-x_0)^2 + z^2} \cdot \frac{z}{(x-t)^2 + z^2} dx dz dt = \frac{U(x_0)}{2z}. \quad (12)$$

Методы решения интегрального уравнения (12) достаточно разработаны [3].

Определив $\lambda(t)$ из (12) и подставив результат в (11), получим решение обратной задачи гравиразведки, реализующее выбранный принцип оптимальности. Если полученное решение в некоторых подобластях области S

оказывается неудовлетворительным, то в этих подобластях необходимо изменить соответствующим образом значения функции $\tau(x; z)$ и повторить процесс решения. Такой метод позволяет гибко использовать в процессе решения не только предварительные структурные построения, но и характеристики их достоверности. Кроме того, процесс получения решения экономичен и позволяет в рамках единой вычислительной схемы получить решения из широкого класса распределений плотностей.

Аналогично приведенному примеру могут быть построены схемы решения других обратных задач, а также задач определения формальных параметров из комплекса геофизических исследований.

Л и т е р а т у р а

1. Данфорд Н., Шварц Дж.Т. Линейные операторы, общая теория. М., Изд. иностран. лит., 1962. 895 с.
2. Лоран П.-Ж. Аппроксимация и оптимизация. М., Мир, 1975. 496 с.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1974. 222 с.

УДК 550.831

А.И.Кобринов

Ивано-Франковский институт нефти и газа

О МЕТОДЕ ПОИСКА ОПТИМАЛЬНЫХ РЕШЕНИЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИМЕТРИИ В КЛАССЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПЛОТНОСТЕЙ

Методы оптимизации широко используются при интерпретации гравиметрических данных [1,2] как способы регуляризации решения. Эти же методы могут быть использованы и для выделения единственного решения обратной задачи гравиразведки [4]. В настоящей работе строится метод решения обратной задачи гравиразведки, позволяющий выделить оптимальное решение в классе распределений плотностей. Рассматривается в основном двумерная задача. Обобщение результатов на трехмерные задачи тривиально.

Введём прямоугольную систему координат, направив ось Ox вправо, ось Oz вниз. В нижнем полупространстве ($z > 0$) выделим область S , в которой распределены источники гравитационного поля с плотностью $\sigma(x; z)$. Связь между наблюдаемым вдоль оси Ox гравитационным полем и распределением плотностей $\sigma(x; z)$ определяется соотношением

$$\iint_S G(x; z) (-1)^{n_1} \frac{\partial^{n_1 + n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x - x_0)^2 + z^2} = \frac{u(x_0)}{2\gamma}. \quad (1)$$

Здесь x_0 — координаты точек, в которых задано поле $u(x_0)$; γ — гравитационная постоянная; $u(x_0)$ — заданное поле. Это может быть вертикальная либо высшая производная гравитационного потенциала. Конкретный

вид этой характеристики определяется значениями целых неотрицательных чисел n_1 и n_2 .

Как известно, существует бесконечное множество распределений плотностей $G(x; z)$, удовлетворяющих соотношению (1) при фиксированном $\mu(x_0)$. Поэтому доопределим задачу (1) условием

$$\iint_S \left\{ \frac{G(x; z)}{\tau^{1/2}(x; z)} \right\}^2 dx dz \rightarrow \min ; \quad \forall \{x; z\} \in S : \tau(x; z) \neq 0. \quad (2)$$

Смысл его состоит в следующем. Пусть на основании априорной информации построено нулевое приближение $G^*(x; z)$ к истинному распределению плотностей в области S . Поскольку степень достоверности построения нулевого приближения различна в разных подобластях области вследствие неоднородности априорной информации, можно говорить о среднеквадратичной погрешности априорных построений, которая предварительно оценивается. Тогда, если $Q(x; z)$ — оценка погрешности построения нулевого приближения, то выражение

$$J = \iint_S \frac{1}{Q(x; z)} \exp \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{G(x; z) - G^*(x; z)}{Q(x; z)} \right]^2 \right\} dx dz \quad (3)$$

может служить численной характеристикой степени согласованности решения уравнения (1) с априорной информацией. Разлагая (3) в ряд Тейлора в окрестности $G^*(x; z)$ и учитывая, что коэффициенты разложения при нечетных степенях обращаются в нуль, получаем

$$J \approx c \iint_S \left\{ \frac{G(x; z) - G^*(x; z)}{Q^{3/2}(x; z)} \right\}^2 dx dz . \quad (4)$$

Полагая в (1) и (2) $G(x; z) = G(x; z) - G^*(x; z)$, а $\tau^{1/2}(x; z) = Q^{3/2}(x; z)$, замечаем, что (2) тождественно совпадает с (4) и, следовательно, служит, как и (4), оценкой согласованности априорных представлений с решением уравнения (1). Чем больше $\tau(x; z)$, тем меньше согласуется выбранное $G(x; z)$ из множества решений уравнения (1) с априорной информацией о среде.

Пусть

$$\Omega_Q = \left\{ G(x; z) \in L_2(S) \mid \iint_S G(x; z) \frac{\partial^{n_1 + n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x - x_0)^2 + z^2} = 0 \right\} .$$

Тогда, если $G_u(x; z)$ — есть решение уравнения (1), то решением этого уравнения является и всякий элемент из $\Omega_u = \Omega_Q + \Omega_u$. Будем считать, что $G(x; z) \in L_2(S)$ и для всякого такого $G(x; z)$; и $(x_0) \in L_2(-\infty; +\infty)$.

Отсюда в частности, получим $\lim_{x_0 \rightarrow z_0} u(x_0) = 0$.

Докажем следующее утверждение. Множество \mathcal{G}_0 — сухо замкнутое линейное подпространство в $L_2(s)$; \mathcal{G}_0 — линейное подпространство. Необходимо доказать его замкнутость.

Из условия

$$\iint_S G(x; z) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x-x_0)^2+z^2} = 0 \quad (5)$$

следует $\forall \varphi(x_0) \in L_2(-\infty; +\infty)$

$$\iint_S G(x; z) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x-x_0)^2+z^2} dx dz = 0, \quad (6)$$

а из леммы Дюбуа-Реймонда [6] вытекает, что (6) и (5) эквивалентны. Поэтому \mathcal{G}_0 можно определить следующим образом:

$$\mathcal{G}_0 = \left\{ G(x; z) \in L_2(S) \mid \iint_S G(x; z) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x-x_0)^2+z^2} dx dz = 0; \right. \\ \left. \forall \varphi(x_0) \in L_2(-\infty; +\infty) \right\}.$$

Отображением

$$P(x; z) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx}{(x-x_0)^2+z^2}$$

пространство $L_2(-\infty; +\infty)$ переводится в $K(s) \subset L_2(S)$. Поскольку $L_2(s)$ сепарабельно, т.е. имеет не более чем счетный базис, то таковым является и $K(s)$. Обозначим базис последнего через K_j ; $j \in J$; J — не более чем счетное множество индексов. Тогда \mathcal{G}_0 можно определить следующим, эквивалентным соотношению (6), образом:

$$\mathcal{G}_0 = \left\{ G(x; z) \in L_2(S) \mid \iint_S G(x; z) K_j dx dz = 0; \forall j \in J \right\}.$$

При каждом фиксированном $j \in J$ $\int_S G(x; z) K_j dx dz$ — сухо линейный непрерывный функционал относительно $G(x; z)$ и, следовательно, [5] множества

$$H_j = \left\{ G(x; z) \in L_2(S) \mid \iint_S G(x; z) K_j dx dz = 0 \right\}$$

замкнуты. Однако $\mathcal{G}_0 = \bigcap_{j \in J} H_j$. А поскольку пересечение не более чем на счетное число замкнутых множеств замкнуто, то таковым является и \mathcal{G}_0 . Утверждение доказано.

Из замкнутости Ω_σ следует Ω_u , а поскольку минимум непрерывного функционала на замкнутом множестве достигается, то решение задачи

$$\iint_S \left\{ \frac{G(x; z)}{\tau^{1/2}(x; z)} \right\}^2 dx dz \rightarrow \min ; \quad G(x; z) \in \Omega_u \quad (7)$$

существует. Более того, решение последней задачи единственно. Это не-посредственно следует из взаимной однозначности оператора умножения на функцию $1/\tau^{1/2}(x; z)$.

Поскольку Ω_u — сдвиг замкнутого линейного подпространства Ω_σ , то Ω_u выпукло. Применив к задаче (7) теорему [5] характеризации точек минимума на выпуклом множестве, получим, что $\bar{G}(x; z)$ — есть решение задачи (7) только в том случае, если для всех $G(x; z) \in \Omega_u$:

$$\iint_S \frac{\bar{G}(x; z)}{\tau^{1/2}(x; z)} \cdot \frac{G(x; z) - \bar{G}(x; z)}{\tau^{1/2}(x; z)} dx dz \geq 0 .$$

Последнее условие можно переписать:

$$\iint_S \frac{\bar{G}(x; z)G(x; z)}{\tau(x; z)} dx dz \geq 0 \quad \text{для всех } G(x; z) \in \Omega_u .$$

Однако строгое неравенство невозможно, поскольку Ω_σ — подпространство, содержащее вместе со всяkim элементом $G(x; z)$ и $-G(x; z)$. Следовательно, условие минимума состоит в том, что

$$\iint_S \frac{\bar{G}(x; z)G(x; z)}{\tau(x; z)} dx dz = 0 \quad \text{для всех } G(x; z) \in \Omega_u . \quad (8)$$

Сопоставляя (8) с определением множества Ω_σ (6), легко замечаем, что найдется такая $u(x_0) \in L_2(-\infty; +\infty)$, что

$$\frac{\bar{G}(x; z)}{\tau(x; z)} = (-1)^{n_2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx_0}{(x-x_0)^2+z^2} ,$$

причем последнее является необходимым и достаточным условием минимума. Таким образом, для поиска оптимального решения обратной задачи гравиразведки следует использовать соотношения

$$\bar{G}(x; z) = \tau(x; z)(-1)^{n_2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_0) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx_0}{(x-x_0)^2+z^2} , \quad (9)$$

$$(-1)^{n_2} \iint_S \bar{G}(x; z) \frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z dx dz}{(x-x_0)^2+z^2} = \frac{u(x_0)}{2\gamma} . \quad (10)$$

Аналогично для трехмерных задач

$$\bar{\sigma}(x; y; z) = \tau(x; y; z) (-1)^{n_3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x_0; y_0) \frac{\partial^{n_1+n_2+n_3}}{\partial x_0^{n_1} \partial y_0^{n_2} \partial z^{n_3}} \cdot \frac{z dx_0 dy_0}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2]^{3/2}},$$

$$(-1)^{n_3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\sigma}(x; y; z) \frac{\partial^{n_1+n_2+n_3}}{\partial x_0^{n_1} \partial t^{n_2} \partial z^{n_3}} \cdot \frac{z dx dy dz}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2]^{3/2}} = \frac{u(x_0; y_0)}{\delta}. *$$

Для определения $\varphi(x_0)$ подставим (9) в (10):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) \iint_S \left[\frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial x_0^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z}{(x-x_0)^2 + z^2} \right] \left[\frac{\partial^{n_1+n_2}}{\partial t^{n_1} \partial z^{n_2}} \cdot \frac{z}{(t-t_0)^2 + z^2} \right] \tau(x; z) dx dz dt = \frac{u(x_0)}{2\delta}. (II)$$

Это - интегральное уравнение Фредгольма первого рода с симметричным ядром. Решение его существует и единствено, что следует из приведенных рассуждений, однако, может быть доказано и независимо. Методы решения подобных уравнений достаточно разработаны [7] и не вызывают существенных затруднений.

На основании изложенного можно предложить следующую схему решения обратной задачи гравиразведки в классе распределения плотностей:

1) выбирается функция $\tau(x; z)$, соответствующая степени неопределенности априорных построений $\sigma_0(x; z)$;

2) решается уравнение (II) для $u(x_0) = u(x_0) - u^*(x_0)$; $u^*(x_0)$ - поле от нулевого приближения;

3) по формуле (9) вычисляется $\Delta\sigma(x; z)$. и далее

$$\sigma(x; z) = \sigma_0(x; z) + \Delta\sigma(x; z);$$

4) анализируется полученное решение и при необходимости изменяется функция $\tau(x; z)$, а расчеты повторяются.

По изложенной схеме в случае $n_1=n_2=0$ проводились модельные расчеты на ЭЦМ "Минок-32", которые показали эффективность метода, однако и выявили некоторые проблемы, нуждающиеся в дальнейшей разработке. Важнейшая из них состоит в выборе $\tau(x; z)$, адекватно описывающей априорные представления о среде. Проведенные расчеты, в частности, указывают на то, что выбор $\tau(x; z)$ необходимо осуществлять после построения нормального решения, т.е. решения, соответствующего $\tau(x; z)=const$, и выбирать эту функцию как "степень недоверия" нормальному решению.

Л и т е р а т у р а

1. Булах Е.Г., Ржаницын В.А., Маркова М.Н. Применение метода минимизации для решения задач структурной геологии по данным гравиразведки. К., Наук. думка, 1976. 218 с.

2. Гласко В.Б., Остромогильский А.Х., Филатов В.Г. О восстановлении глубины и формы контактной поверхности на основе метода регуляри-

- зации. - Курн. вычислите математики и математ. физики, 1970, 10, № 5, с. 1292-1297.
3. Данфорд Н., Шварц Дж.Т. Линейные операторы, общая теория. М., Изд-во иностран. лит., 1962. 895 с.
4. Кообриков А.И., Панасенко В.Н. О вариационном методе решения обратной задачи гравиразведки. - Разведка и разработка нефтяных и газовых месторождений, 1976, вып. 13, с. 47-51.
5. Лоран П.-Ж. Аппроксимация и оптимизация. М. Мир, 1975. 496 с.
6. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. 4. Часть I. М., Наука, 1974. 336 с.
7. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1974. 222 с.

УДК 550.831

С.П.Левашов

Институт геофизики АН УССР, Киев

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ НИЖНЕЙ КРОМКИ И ИЗЫТОЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЗМУЩАЮЩЕГО ТЕЛА

В практике интерпретации гравитационных аномалий нередко приходится сталкиваться с необходимостью определения нижних кромок возмущающих объектов. Решение таких задач значительно упрощается, если реальную геологическую структуру аппроксимировать телом или рядом тел простой геометрической формы. В этом случае задача может быть решена аналитически, т.е. решение сводится к нахождению нижнего основания аппроксимирующего тела. При определении этого параметра используются значения силы тяжести или ее производные [3, 4].

В первом случае для успешного решения задачи необходимо иметь "чистую" аномалию Δg , неосложненную влиянием региональных и близлежащих локальных геологических структур. Однако на практике не всегда удается уверенно выделить такие аномалии, привести их к нулевому уровню. Это не позволяет в ряде случаев решить поставленную задачу аналитически и требует привлечения других способов решения.

С другой стороны, для определения параметров аппроксимирующих тел можно использовать производные силы тяжести. Поля производных локализуют аномалииобразующие объекты, исключают влияние региональных гравитирующих масс или значительно ослабляют их действие. Эта особенность производных позволяет использовать их при аналитических решениях обратной задачи. Возможность такого решения обусловливается достоверностью аппроксимации и наличием точных значений производных над реальными геологическими объектами. При решении практических задач производные обычно вычисляются по наблюденному полю Δg . Однако численное дифференцирование является задачей неустойчивой. Это не позволяет непосредственно применять полученные величины для количественных оценок, и обычно в практике они используются на этапе качественной интерпретации.

Как показано в работе [2], при учете параметров пересчета полей для некоторых возмущающих тел простой формы можно получить формулы количественных расчетов. Найдем такие выражения для оценок нижних кромок и избыточных плотностей. Исходное поле аномалии силы тяжести представим в виде функции

$$Q = \frac{\bar{g}(R_2) - \bar{g}(R_1)}{R_2 - R_1}, \quad (1)$$

где $\bar{g}(R_2)$ и $\bar{g}(R_1)$ – среднее значение поля на окружностях радиусом R_2 и R_1 .

Для плоского случая при условии, что R_2 и R_1 отличаются на малую величину, выражение для этой функции можно привести к виду

$$Q(x, l) = \frac{V_{xz}(x-l) - V_{xz}(x+l)}{2}, \quad (2)$$

где $l = \frac{R_2 + R_1}{2}$; $V_{xz}(x \pm l)$ – горизонтальные градиенты поля.

Такое преобразование позволяет провести теоретический анализ функции Q для некоторых возмущающих тел. В зависимости от горизонтальных размеров и глубины до верхней кромки будем аппроксимировать реальные геологические объекты такими телами: вертикальным тонким пластом и прямоугольной призмой. Исходя из того, что глубины до верхних кромок этих тел известны, будем искать глубины залегания нижних.

Проведем трансформацию исходного поля аномалии силы тяжести. В каждой точке расчетного профиля, горизонтальная координата которого последовательно принимает значения $x_n = n\Delta R$, где ΔR – шаг, $n = 0, 1, 2, \dots$, вычислим функцию $Q(x, l)$. Причем R_2 и R_1 положим переменными, так чтобы параметр l изменялся следующим образом:

$$l_n = \frac{R_2 + R_1}{2} + n\Delta R.$$

Итак, в отличии от обычного проведения трансформации по формуле (1), когда радиусы пересчета закреплены, мы будем рассматривать двумерный вариант, полагая переменными x и l . Используя выражение (2), исследуем пересчитанную функцию для каждого тела аппроксимации.

Вертикальный тонкий пласт

Как показала практика интерпретации, этим телом можно аппроксимировать геологические объекты, для которых справедливо следующее соотношение:

$$\frac{a}{H_1} \leq 0,1,$$

где a – половина горизонтальной мощности возмущающего объекта, а H_1 – глубина до верхнего основания. В этом случае горизонтальные размеры тела не влияют на результаты количественных оценок, и все расчеты для таких тел аналогичны расчетам для вертикальной полуплоскости.

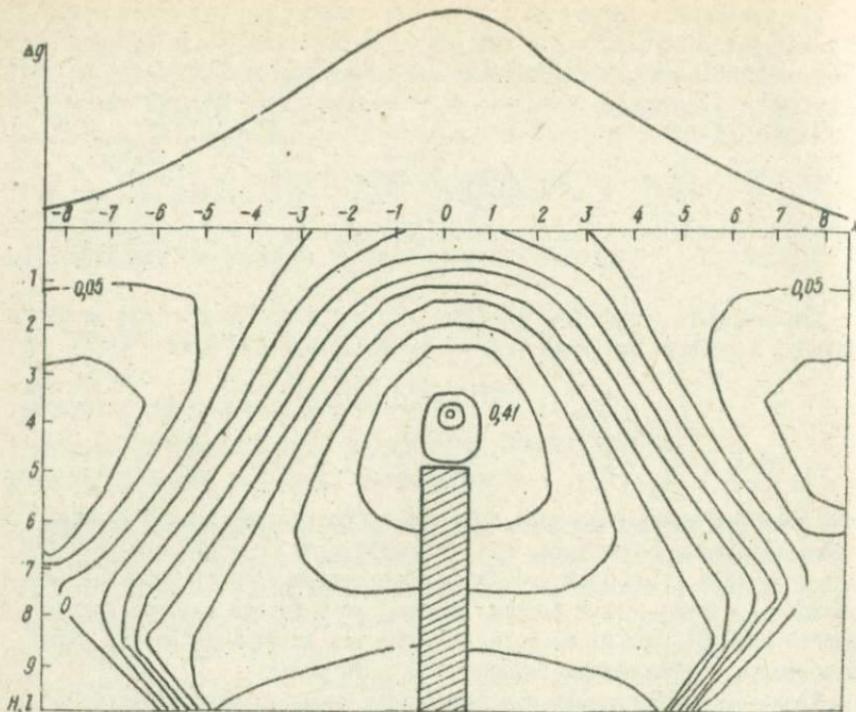


Рис. I. Поле трансформированной функции $Q(x, l)$ от аномалии силы тяжести тонкого вертикального пласта.

Поместив начало координат над центром тела и направив ось x по горизонтали, а ось l по вертикали вниз, используя выражение (1), построим карту трансформированной функции $Q(x, l)$ от аномалии силы тяжести тонкого вертикального пласта (рис. I). Построенная функция имеет один максимум, расположенный над центром тела, т.е. горизонтальная координата его равна нулю. При изменении соотношения глубин верхней и нижней кромки изменится только вертикальная l — координата максимума функции. Установим зависимость между изменением этой координаты и соотношением глубин H_1 и H_2 . Рассмотрим случай, когда нижняя кромка пласта лежит на бесконечности. Подставив в выражение (2) значение горизонтальной производной для бесконечной вертикальной полуплоскости

$$V_{xz} = -2k\mu \frac{x}{x^2 + H_f^2},$$

получим

$$Q(x, l) = k\mu \left(\frac{x+l}{(x+l)^2 + H_f^2} - \frac{x-l}{(x-l)^2 + H_f^2} \right), \quad (3)$$

где k - гравитационная постоянная; μ - поверхностная плотность.

Считая горизонтальную координату максимума равной нулю, из условия $\frac{dQ}{dl} = 0$ найдем вертикальную координату $l_0 = H_1$. Таким образом, если нижняя кромка тонкого пласта лежит на бесконечности, то глубина до верхнего основания будет равна вертикальной координате максимума трансформированной функции.

В случае тонкого пласта, ограниченного по вертикали, формула (2) примет вид

$$Q(x, l) = k\mu \left(\frac{x-l}{(x-l)^2 + H_2^2} - \frac{x-l}{(x-l)^2 + H_1^2} - \frac{x+l}{(x+l)^2 + H_2^2} + \frac{x+l}{(x+l)^2 + H_1^2} \right). \quad (4)$$

Исследование аналогичного выражения, при условии $x_0 = 0$, проводилось в работе [1]. Показано, что свой максимум функция достигает в точке $(0, l_0)$, где параметр l_0 определяется так:

$$l_0 = \sqrt{\frac{\sqrt{(H_2^2 + H_1^2)^2 + 12H_1^2H_2^2} - (H_2^2 + H_1^2)}{6}}. \quad (5)$$

Следовательно, если глубина до верхнего основания известна, а величина l_0 определена по полю трансформации, легко оценить глубину залегания нижней кромки тонкого пласта. Выражение для определения H_2 получим из соотношения (5):

$$H_2 = l_0 \sqrt{\frac{3l_0^2 + H_1^2}{H_1^2 - l_0^2}}. \quad (6)$$

Следует отметить, что ошибка в определении нижней кромки возмущающего тела в большой степени зависит от величины отношения $\frac{H_2}{H_1}$. Наиболее достоверные результаты можно получить, когда $1,4 < \frac{H_2}{H_1} < 4,0$. Это хорошо иллюстрируется рис. 2, из которого видно, что для случаев, когда $\frac{H_2}{H_1} < 1,00$ или $\frac{H_2}{H_1} > 10,0$, устойчивого решения получить нельзя. В этих случаях малые погрешности в определении l_0 могут дать значительные ошибки при расчете глубин до нижней кромки. Когда $H_2 \rightarrow H_1$, вертикальная координата

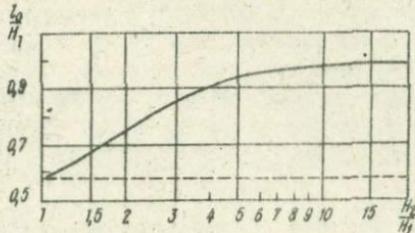


Рис. 2. Зависимость между параметром $\frac{l_0}{H_1}$ и соотношением глубин нижнего и верхнего основания возмущающего тела.

максимума функции трансформации стремится к следующей величине:

$$l_0 \rightarrow \frac{H_1}{\sqrt{3}},$$

если $H_2 \rightarrow \infty$, то $l_0 \rightarrow H_1$.

Таким образом, при любом положении нижнего основания тонкого пласта глубина до верхней кромки может изменяться в следующих пределах:

$$l_0 < H_1 < \sqrt{3} l_0.$$

При отсутствии априорных сведений о возмущающих телах такая информация о расположении верхних плотностных границ во многих случаях может оказаться полезной.

Кроме определения нижнего основания и предельных оценок залегания верхней кромки, по результатам предложенной трансформации можно оценить избыточную плотность тонкого пласта. Для этого подставим значения координат экстремальной точки в выражения (3) и (4). Функция $Q(x, l)$ примет максимальное значение, величину которого можно практически измерить по карте трансформаций. Обозначим $Q(x_0, l_0) = Q_{max}$. Из формулы (3) получаем выражение для поверхностной плотности пласта бесконечного по вертикали

$$\mu = \frac{Q_{max} l_0}{k}. \quad (7)$$

Из формулы (4) получим аналогичное выражение для пласта с ограниченной глубиной залегания нижнего основания.

$$\mu = \frac{Q_{max} l_0 (H_1^2 + l_0^2)}{k (H_1^2 - 3l_0^2)}. \quad (8)$$

Приведем пример вычисления нижней кромки и избыточной плотности по предложенными формулам. На рис. I изображена карта трансформированной функции, вычисленная по значениям аномалии силы тяжести тонкого вертикального пласта, имеющего следующие параметры: $H_1 = 5$ км, $H_2 = 10$ км, $\mu = 0,5$ г/см. По этой карте определим $l_0 = 3,85$ км, $Q_{max} = 0,4I$. Подставляя полученные величины в (6) и (8) и исходя из условия, что глубина до верхнего основания известна, находим $H_2 = 10,06$ км, $\mu = 0,49$ г/см. Как видно, наши вычисления довольно точны.

Если горизонтальные размеры тела не позволяют аппроксимировать его тонким пластом, то для определения нижних кромок и избыточных плотностей таких тел рассмотрим второй случай аппроксимации.

Прямоугольная призма

Рассматривая двухмерный случай трансформации, полагаем, что призма бесконечна по оси y . Этим телом будем аппроксимировать геологические объекты, для которых отношение половины горизонтальной мощности к глубине

верхней кромки находится в пределах $0,1 < \frac{a}{H_f} < 2,0$. Для таких тел можно учесть влияние горизонтальных размеров на результаты оценок нижних кромок и избыточных плотностей. Как и в предыдущем случае, выражение для определения этих параметров будем искать по максимальному значению трансформации. Горизонтальная координата максимума для призматических тел, как и для тонкого пласта, равна нулю. Найдем зависимость между вертикальной координатой и параметрами призмы. Рассмотрим случай, когда глубина нижнего основания стремится к бесконечности. Подставляя в (2) значение горизонтальной производной, получаем

$$Q(x, l) = \frac{1}{2} kG \ln \left[\frac{(x-l+a)^2 + H_f^2}{(x-l-a)^2 + H_f^2} - \frac{(x+l-a)^2 + H_f^2}{(x+l+a)^2 + H_f^2} \right], \quad (9)$$

где $2a$ — горизонтальная мощность призмы.

Решая уравнение $\frac{dQ}{dl} = 0$, находим

$$l_0 = \sqrt{H_f^2 + a^2}.$$

При условии, что величина a известна, это выражение позволяет определить верхнюю кромку геологических тел, аппроксимируемых бесконечной по глубине призмой.

Для призмы конечной по вертикали функция $Q(x, l)$ примет вид

$$Q(x, l) = \frac{1}{2} kG \ln \left\{ \frac{[(x+a-l)^2 + H_f^2][(x-a+l)^2 + H_f^2]}{[(x-a-l)^2 + H_f^2][(x+a+l)^2 + H_f^2]} \cdot \frac{[(x-a-l)^2 + H_2^2][(x+a+l)^2 + H_2^2]}{[(x-a-l)^2 + H_2^2][(x-a+l)^2 + H_2^2]} \right\}. \quad (10)$$

При исследовании этой функции на экстремумы путем решения уравнения $\frac{dQ}{dl} = 0$ находим выражение для определения

$$H_2 = \sqrt{\frac{b+H_f^4}{2c}} + \sqrt{\frac{(b+H_f^4)^2}{4c^2} - \frac{H_f^2[b+H_f^2(l_0^2-a^2)]}{c}}, \quad (II)$$

где $b = 2(l_0^4 - a^4) + (l_0^2 - a^2)^2$, $c = H_f^2 + a^2 - l_0^2$.

Таким образом, для оценки глубины залегания нижнего основания призмы предварительно необходимо знать не только глубину до верхнего основания, но и горизонтальные размеры призмы. Экспериментально установлено, что для тел, у которых отношение половины горизонтальной мощности к глубине верхнего основания лежит в пределах $1 \leq \frac{a}{H_f} \leq 2$, величину A можно найти по карте трансформированной функции. В этом случае нулевые изолинии поля $Q(x, l)$ отсекают на оси x расстояние, равное $2a$. Для тех тел, у которых отношение $\frac{a}{H_f}$ меньше единицы, такое определение по результа-

там трансформации провести нельзя, и для того, чтобы вычислить глубину до нижнего основания, необходимо провести дополнительные исследования по определению α .

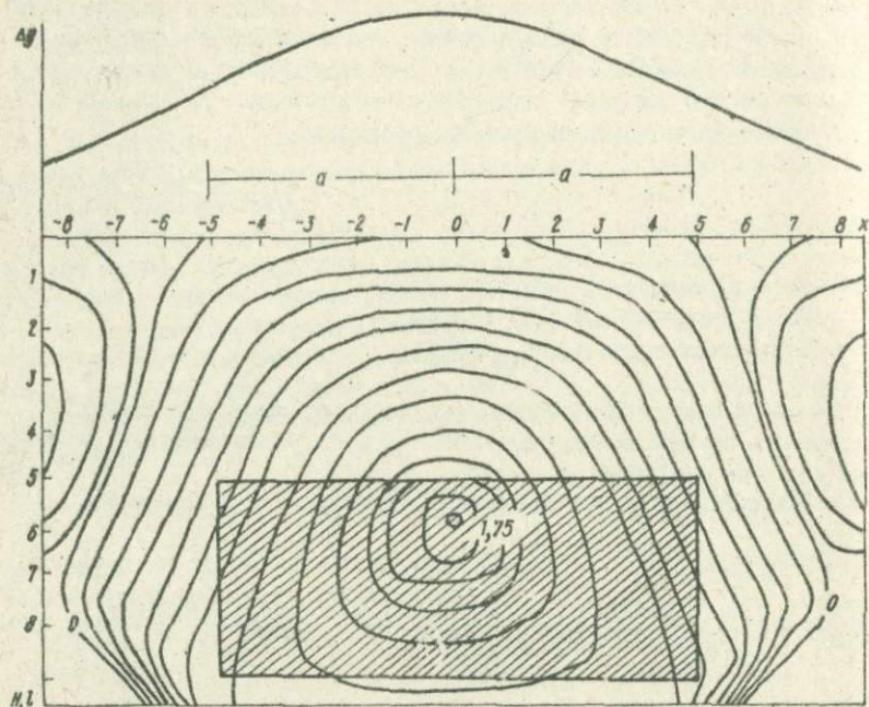


Рис. 3. Поле трансформированной функции $Q(x, l)$ от аномалии силы тяжести прямоугольной призмы.

Теперь получим формулы для оценок избыточной плотности призмы. Как и в предыдущем случае, плотность будем определять исходя из максимального значения трансформации Q_{max} . Подставляя координаты максимума в (9), для бесконечной по вертикали призмы получаем

$$\sigma = \frac{Q_{max}}{k \ln \frac{(l_0 + a)}{(l_0 - a)}} .$$

Для конечной призмы из (10) находим

$$\sigma = \frac{Q_{max}}{k \ln \left\{ \frac{[(l_0 + a)^2 + H_r^2][(l_0 - a)^2 + H_r^2]}{[(l_0 - a)^2 + H_r^2][(l_0 + a)^2 + H_r^2]} \right\}} . \quad (12)$$

Приведем модельный пример определения глубины нижнего основания и избыточной плотности по полученным формулам. На рис. 3 изображена карта изолиний функции $Q(x, l)$, вычисленной от аномалии силы тяжести прямоугольной призмы с параметрами: $H_1 = 5$ км, $H_2 = 9$ км, $a = 5$ км, $\sigma = 0,3$ г/см³. По этой карте определяем $l_0 = 5,85$ км, $a = 5,0$ км, $A_{\max} = 1,75$. При подстановке l_0 и a в (II) получаем следующее значение глубины: $H_2 = 9,4$ км. Эту величину используем при определении плотности. По формуле (12) находим $\sigma = 0,28$ г/см³. Как видно, эти результаты хорошо согласуются с точными значениями плотности и глубины.

Предложенный способ проведения трансформации и использование его результатов для количественных оценок параметров возмущающих тел успешно может быть применен при решении практических задач. Основное преимущество этого метода заключается в том, что он не требует приведения поля к нулевому уровню. Задавая различное значение шага трансформации по параметру l , возможно выделить и количественно оценить по одному и тому же полю Ag аномалии различных порядков. Эти особенности предложенного метода позволяют применять его в сложных геологических условиях, когда локальные аномалии осложнены региональным фоном.

Л и т е р а т у р а

1. Балабушевич И.А. Высшие производные потенциала силы тяжести. К., Изд-во АН УССР, 1963. 267 с.
2. Березкин В.М. Применение гравиразведки для поисков месторождений нефти и газа. М., Недра, 1973. 264 с.
3. Тяпкин К.Ф., Харченко С.П. О возможности определения верхней и нижней границы геологических объектов по результатам гравитационных наблюдений. - Геофиз. разведка, 1962, вып. 7, с. 45-52.
4. Щыков А.А. К определению нижней границы возмущающего тела по гравитационной и магнитной аномалии. - Труды ДГИ, 1972, с. 141-147.

УДК [550.831 + 550.838]: 518.5

И.Н. Корчагин

Институт геофизики АН УССР, Киев

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ

ПРИ ПОДБОРЕ ИСТОЧНИКОВ ГРАВИМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В настоящее время повышение эффективности машинных методов подбора источников гравимагнитных полей связано в основном с конструктивной деятельностью в двух направлениях – аппроксимационном и оптимизационном. Первое предполагает разработку аппроксимационных конструкций, базирующихся на однотипных и разнотипных телах простой геометрической формы (элементарных ячейках) и позволяющих сводить реальные геологические задачи к решению задач оптимизации с минимально возможным количеством неизвестных параметров. Первоочередной задачей второго направления, как нам представляется, является построение и программная реализация опти-

мизационных процедур, состоящих из некоторого класса алгоритмов минимизации, которые давали бы возможность реализовать любую стратегию оптимизации, априори заданную интерпретатором, при минимальном вмешательстве его в итерационный процесс.

При конструировании реальных вычислительных схем геофизиками используются оптимизационные процедуры детерминированного [2, 3, 7, II, 14], стохастического [6] и случайного [12] типов. В программных реализациях широкое распространение получили градиентные алгоритмы оптимизации [2, 3, 7]. Настоящая работа посвящена анализу эффективности некоторых алгоритмов градиентного типа, используемых при подборе источников гравимагнитных полей, и исследование возможностей ее повышения.

В терминах задачи оптимизации подбор аномальных источников сводится к минимизации целевой функции (среднеквадратического приближения между наблюденным и подбираемым полями)

$$F = \sum_{i=1}^n \left\{ \alpha_i \left[U_H^i - U_T^i(\bar{x}) \right] \right\}^2 = \min \quad (1)$$

на множестве точек $\bar{x}_H \leq \bar{x} \leq \bar{x}_T$. В выражении (1) U_H и U_T — наблюденное и подбираемое поля Δg или ΔZ ; n — количество точек, в которых подбирается поле; α_i — весовые множители.

Итерационный процесс скорейшего спуска в модификации [2, 3] с использованием нормирующих множителей λ_p [7] можно представить в виде

$$\bar{x}_{k+1} = \bar{x}_k - s \frac{\bar{F}_k}{\|\nabla_{\bar{x}} \bar{F}_k\|^2} \left\{ \lambda^2 \frac{\partial \bar{F}_k}{\partial \bar{x}} \right\}, \quad (2)$$

где

$$\|\nabla_{\bar{x}} \bar{F}_k\| = \left[\sum_{p=1}^q \left(\lambda_p \frac{\partial \bar{F}_k}{\partial \bar{x}_p} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad \lambda_p = \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial U_T^i}{\partial \bar{x}_p} \right)^2 \right]^{-1/2}; \quad (3)$$

q — количество подбираемых параметров аппроксимационной конструкции; s — параметр, регулирующий величину шага на каждой итерации.

Существенным недостатком алгоритмов градиентного типа является сильная зависимость скорости сходимости этих алгоритмов от характера поведения целевой функции в окрестностях минимума [8, 13]; сходимость итерационного процесса значительно замедляется для целевых функций "овражного" вида.

К сожалению, при решении гравимагнитных задач нам во многих случаях как раз и приходится сталкиваться с необходимостью оптимизации функции качества, характеризующейся рельефом "овражного" вида. На рис. I представлен итерационный процесс подбора нижней и верхней кромок призматической модели по гравитационному полю методом скорейшего спуска в модификации [2, 3]. Процесс оптимизации в этой модификации можно представить уравнением (2), если положить λ равным единице.

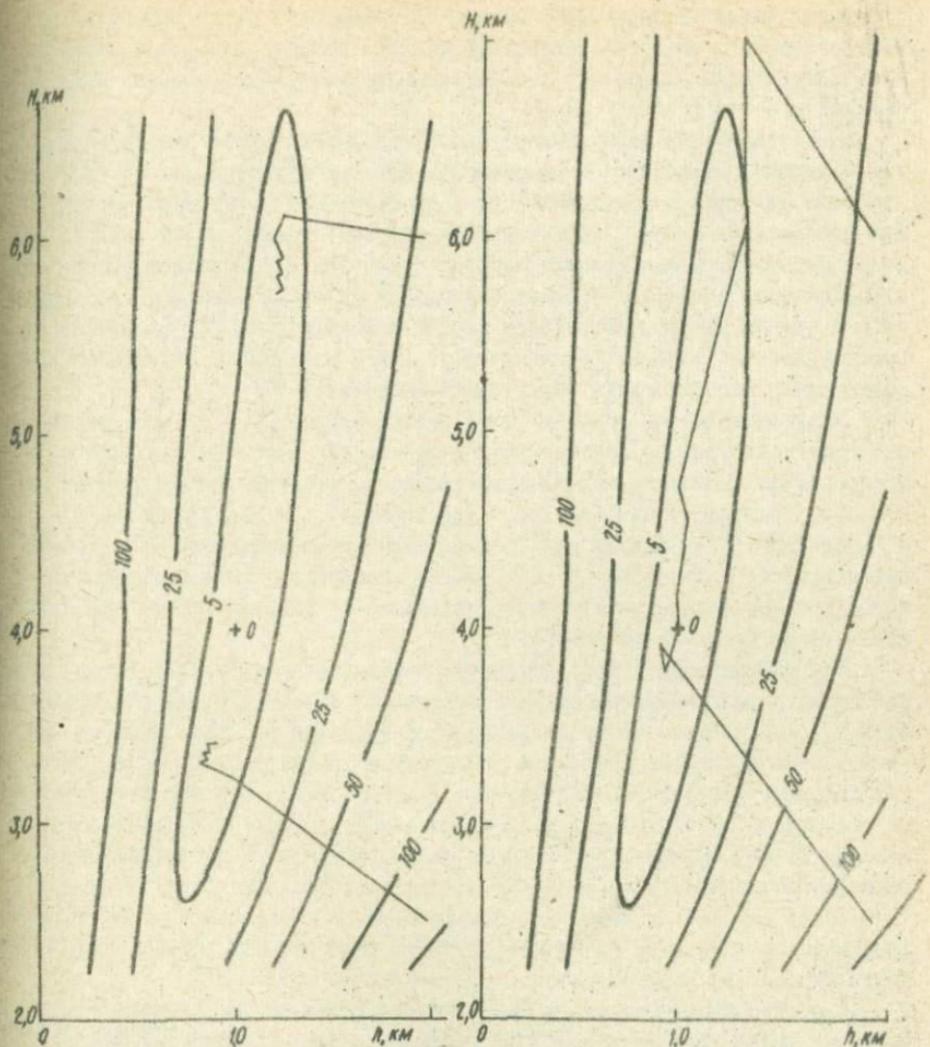


Рис. 1. Сходимость скорейшего спуска в модификации [3].

Рис. 2. Сходимость скорейшего спуска в модификации [3] с нормирующими множителями λ .

Медленная сходимость скорейшего спуска в окрестностях минимума является следствием приближенного определения минимума целевой функции по направлению путем параболической аппроксимации [3]. Точное нахождение минимума позволило бы значительно ускорить сходимость процесса. В работе [5] предлагается алгоритм определения минимума по направлению

с наперед заданной точностью. Однако использование этого алгоритма требует большого количества вычислений функции качества на одной итерации, что практически делает его применение невозможным при решении задач большой размерности.

Представляется возможным ускорить сходимость путем выбора направления спуска, отличного от направления антиградиента. В работе [7] реализована эта идея и предложен способ программного вычисления нормирующих множителей λ_p (см. выражение (3)), которые позволяют на каждой итерации выбирать направление спуска, существенно повышающее сходимость итерационного процесса. Результаты подбора значений нижней и верхней кромок призмы методом скорейшего спуска в модификации [7] (формула (2)) представлены на рис. 2. Сравнение рис. 1 и 2 дает представление об эффективности использования нормирующих множителей λ_p .

Коэффициенты λ_p можно также задавать априори [7]. В этом случае они будут сохраняться постоянными на протяжении всего итерационного процесса. Для ускорения сходимости численные значения коэффициентов необходимо принимать большими для "существенных" (по И.М.Гельфанду и М.Л.Цетлину [4]) и малыми для "несущественных" параметров. Естественно, эффективность использования нормирующих множителей λ_p в итерационной процедуре при такого рода неформализованном их введении будет всецело зависеть от удачного их выбора.

Для минимизации сильно вытянутых целевых функций И.М.Гельфанд и М.Л.Цетлин предложили специальный "овражный" метод [4], который позволяет на определенном этапе итерационного процесса выбирать направление минимизации вдоль "оврага". Это значительно ускоряет сходимость. Дальнейшую разработку этот метод получил в работе [10], в которой предложена реализация алгоритма [4] с адаптацией овражного шага по экспоненциальному закону. Метод оврагов нашел свое применение и в оптимизации геолого-геофизических моделей [7] при решении геологических задач.

Более высокой сходимостью по сравнению со скорейшим спуском обладает метод сопряженных градиентов [8,13]. Итерационный процесс сходимости метода для нашего примера представлен на рис. 3.

В обширной литературе по вычислительной математике предложено достаточно много других алгоритмов, эффективных при минимизации целевых функций сложного вида, описание и сравнительную характеристику многих из них можно найти в работах [8,13].

Поскольку сходимость итерационной процедуры в значительной степени влияет на эффективность процесса геологической интерпретации наблюдаемых полей, нами были предприняты попытки исследования возможностей ускорения сходимости для скорейшего спуска.

Анализ сходимости метода для ряда теоретических моделей и практических примеров, исследование характера поведения линий уровня целевой функции в различных гиперплоскостях для геометрических тел простой фор-

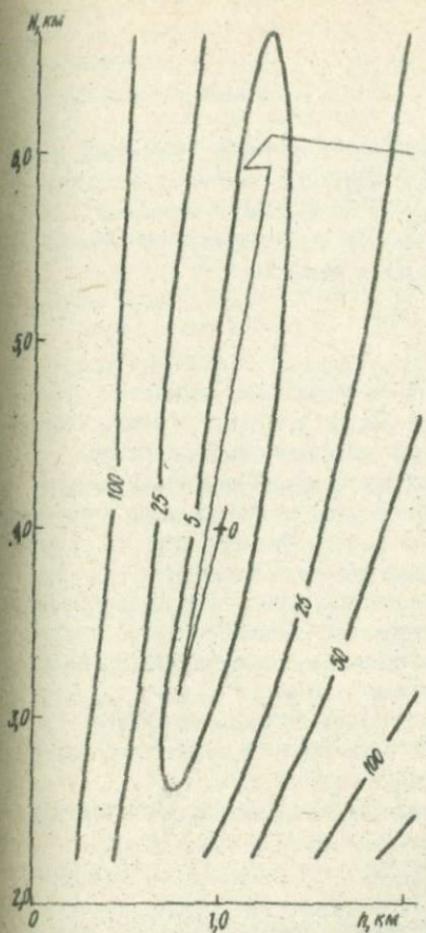


Рис. 3. Сходимость метода сопряженных градиентов.

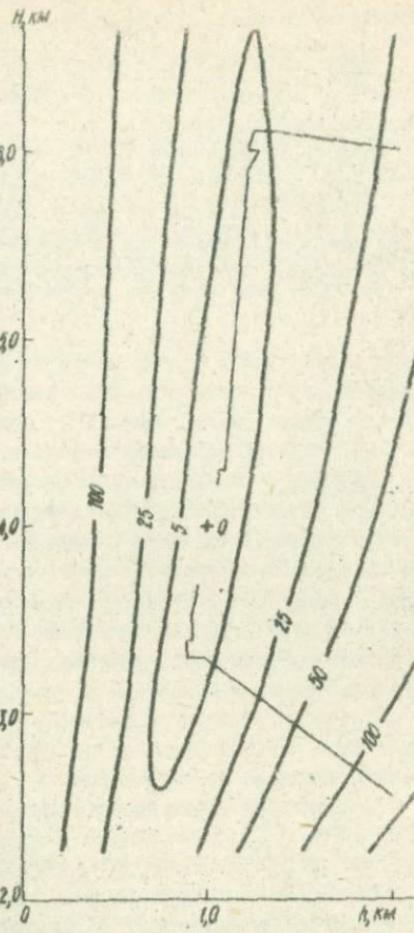


Рис. 4. Сходимость скорейшего спуска с процедурой ускорения (4).

мы показали, что в окрестностях гиперпространства, близких к минимуму (области медленной сходимости скорейшего спуска), на интервалах, в несколько раз превышающих изменение параметров на каждой итерации, многие параметры изменяются почти линейно. Эта особенность позволила нам в процедуре скорейшего спуска использовать довольно простую в программном отношении методику ускорения сходимости, предложенную А.А.Абрамовым для решения системы линейных уравнений [1,9]. Она состоит в том, что после ряда шагов спуска делается шаг по направлению¹

По своей структуре скорейший спуск с процедурой (4) очень близок к партан-методам оптимизации [19].

$$\bar{x}_{k+1} = \bar{x}_k + Q(\bar{x}_k - \bar{x}_{k-2}). \quad (4)$$

Эффективность использования процедуры (4) в значительной степени зависит от выбора множителя Q . Можно предложить несколько способов введения коэффициента Q .

Способ 1. Множитель Q задается априори и остается постоянным на протяжении всего итерационного процесса. Численные значения Q выбираются исходя из анализа априорных данных, в частности, возможных пределов изменения параметров аппроксимационной конструкции. При этом условие монотонной сходимости целевой функции к минимуму

$$F(\bar{x}_{k+1}) < F(\bar{x}_k) \quad (5)$$

может нарушаться¹. Однако такое введение множителя Q обладает рядом недостатков. В частности, при существенном замедлении сходимости скорейшего спуска (малых изменениях параметров на итерации) и малых численных значениях Q эффективность процедуры (4) будет незначительной.

Способ 2. Коэффициент Q на каждой итерации процедуры (4) выбирается алгоритмически. При выполнении условия (5) на первом шаге итерации априори заданное значение Q умножается на 2 до тех пор, пока это условие не будет нарушено. При этом численные значения параметров, при которых условие (5) нарушается, отвергаются. При невыполнении условия (5) на первом шаге итерации множитель Q умножается последовательно на 0,5 до удовлетворения этого условия. Пример использования процедуры (4) с описанным выбором множителя Q представлен на рис. 4.

Способ 3. Численное значение Q на каждой итерации процедуры (4) может быть найдено путем параболической аппроксимации аналогично определению минимума по направлениям в скорейшем спуске [3].

Показателем эффективности процедуры (4) может служить соотношение

$$\omega = \frac{\bar{x}_{k+1} - \bar{x}_k}{\bar{x}_k - \bar{x}_{k-2}}. \quad (6)$$

Чем больше ω в выражении (6), тем эффективнее процесс (4). Если же $\omega \leq 1$, то приращения параметров на итерации (4) соизмеримы с приращениями параметров при спуске².

Следует отметить, что величины шага и показателя эффективности ω на каждой итерации (4) в значительной степени зависят от особенностей целевой функции. Если дно "оврага" не изменяет направление или изменяет его незначительно, следует ожидать существенного эффекта от использования процедуры (4) (рис. 4). В противном случае условие (5) накладывает

¹ Алгоритм, предложенный в работе [4], также допускает нарушение условия (5).

² Однако даже в этом случае процедура (4) имеет преимущества по сравнению со спуском, поскольку не требует вычисления производных.

сильные ограничения на величину шага и показатель эффективности ω процедуры (4). Для увеличения приращения параметров нам необходимо ослабить условия (5) (допустить нарушение монотонной сходимости функции F к минимуму) или переходить на минимизацию с постоянным множителем Q , численное значение которого следует выбирать из анализа величины ω и пределов изменения параметров.

Для более точного прогнозирования параметров на следующих итерациях можно использовать параболическую аппроксимацию. При этом помимо вектора \bar{x}_k запоминаются векторы \bar{x}_{k-4} и \bar{x}_{k-2} . В дальнейшем для каждого параметра аппроксимационной конструкции по его численным значениям на итерациях $k-4$, $k-2$ и k определяются коэффициенты парабол, приближающих траектории изменения всех параметров. В общем виде итерационную процедуру можно записать

$$\bar{x}_{k+m} = \bar{a}(k+m)^2 + \bar{b}(k+m) + \bar{c}, \quad (7)$$

где $a, b, c = f(x_{k-4}, x_{k-2}, x_k)$.

В итерационном процессе (7) выбор величины m (номера итерации, на которой мы "предсказываем" значения параметров) надлежит производить путем анализа значений целевой функции и ограничений на параметры. Если параболические аппроксимации траекторий хорошо описывают реальные изменения параметров, то для выбора m можно применить методику, аналогичную методике выбора множителя Q (способ 2) процедуры (4). Ограничения на параметры можно использовать для задания максимально возможных изменений параметров на итерациях. Максимальные приращения параметров запишем в виде

$$\Delta \bar{x}_{max} = \frac{\bar{x}_g - \bar{x}_n}{M}, \quad (8)$$

где M – априори вводимый параметр.

Ограничения на параметры, а также ограничения (8) на величину их максимального изменения на любой итерации "регуляризуют" решение, не позволяя параметрам элементарных тел, аппроксимирующими реальные источники, принимать значения, неестественные с геологической точки зрения.

В заключение коротко прорезюмируем результаты исследований и остановимся на некоторых общих соображениях, касающихся дальнейшего развития и совершенствования машинных методов подбора.

1. Поскольку заранее нам неизвестны особенности целевой функции, к оптимизации которой сводится задача описания источников аномального поля, то при конструировании и программной реализации машинных алгоритмов подбора необходимо стремиться к повсеместному использованию результатов предыдущих итераций, которые могут представить информацию, полезную для выбора коррекций априори принятой стратегии поиска экстремума.

2. Коррекция стратегии предполагает наличие в оптимизационной конструкции некоторого класса процедур оптимизации, а также формализованных критериев и правил выбора тех или других алгоритмов на данном этапе поиска.

3. Выбор оптимального класса процедур оптимизации для машинного решения определенных геологических задач может осуществляться путем модельных исследований скорости сходимости итерационных процессов, а также особенностей оптимизируемых целевых функций.

4. Проведенные исследования показывают, что на базе довольно простых для программных реализаций алгоритмах градиентного типа можно построить эффективные оптимизационные процедуры, позволяющие существенно ускорить подбор аномальных источников и сократить вмешательство интерпретатора в итерационный процесс.

5. Нам представляется, что идеалом, к которому стремятся геофизики, является автоматическая система подбора аномальных полей. На вход такой системы должны поступать результаты экспериментальных наблюдений и априорные сведения в виде гипотетической модели. На выходе предполагается получать оптимальное в выбранном классе решение, удовлетворяющее минимуму принятого показателя качества, и некоторый дополнительный комплекс характеристик, позволяющих принять полученное решение в качестве одного из возможных вариантов строения исследуемого участка или отвергнуть его как непреемлемое. Построение автоматической системы требует анализа, обобщения и формализации громадного опыта практического использования различных методик решения обратных задач, а также использования последних достижений в системных исследованиях, вычислительной математике, исследовании операций и других бурно развивающихся областях современных знаний.

Л и т е р а т у р а

1. Абрамов А.А. Об одном способе ускорения итерационных процессов. - Докл. АН СССР, 1950, 74, № 6, с. 1051-1052.
2. Булах Е.Г. Об автоматическом подборе контура возмущающего тела на цифровой электронной вычислительной машине. - Изв. АН СССР. Физика Земли, 1965, 8, с. 85-88.
3. Булах Е.Г. Автоматизированная система интерпретации гравитационных аномалий. К., Наук. думка, 1973. 112 с.
4. Гельфанд И.М., Цетлин М.Л. Принцип нелокального поиска в системах автоматической оптимизации. - Докл. АН СССР, 1961, 137, № 2, с. 295-298.
5. Георгиев Х.М., Бочев А.З. Об одном алгоритме для отыскания минимума функции по направлению путем аппроксимации параболой. - Докл. Болг. АН 1974, 27, № 9, с. 1203-1205.
6. Гольцман Ф.М. Статистические модели интерпретации. М., Наука, 1971. 328 с.
7. Логинов В.Е. Методика интерпретации магнитных аномалий на ЭВМ методом подбора. Канд. дис. К., 1970. 158 с.
8. Поляк Б.Т. Методы минимизации функций многих переменных. - В кн.: Экономика и математические методы, 1967, 3, вып. 6, с. 881-902.
9. Потапова А.Г. Об ускорении сходимости метода симрейшего спуска. - Журн. вычисл. математики и матем. физики, 1971, № 3, с. 749-752.

10. Старосельский Л.А., Шелудько Г.А., Кантор Б.Я. Об одной реализации метода оврагов с адаптацией величины овражного шага по экспоненциальному закону. - Журн. вычислит. математики и матем. физики, 1968, 8, № 5, с. 1161-1167.
11. Старостенко В.И., Заворотко А.Н. Методика и комплекс программ решения обратной линейной задачи гравиметрии на ЭВМ "Минск-22". К., Наук. думка, 1976. 62 с.
12. Старостенко В.И., Оганесян С.М. Нелинейное программирование в обратных задачах гравиметрии. - Геофиз. сб. АН УССР, 1974, № 62, с. 88-93.
13. Химмелблau Д. Прикладное нелинейное программирование. М., Мир, 1975. 534 с.
14. Шалаев С.В. Геологическое истолкование геофизических аномалий с помощью линейного программирования. Л., Недра, 1972. 144 с.

УДК 550.831

В.И.Андреев, Ю.З.Борзенко, Г.В.Запольская

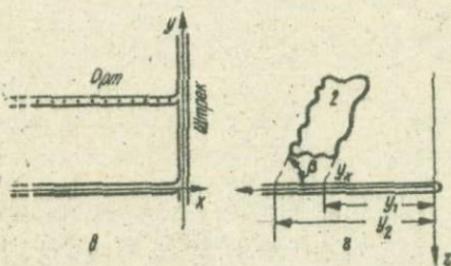
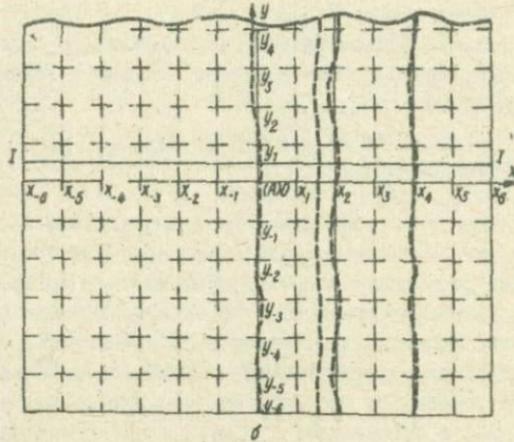
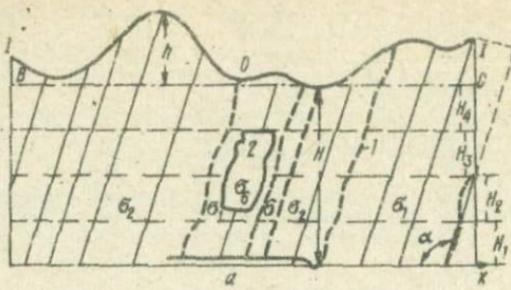
Кременчугский филиал Харьковского политехнического института,
Криворожская ЦЭ, Криворожский научно-исследовательский
горнорудный институт

РАСЧЕТ ГРАВИТОПОГРАФИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ВЫШЕЛЕЖАЩИХ МАСС И РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

При наличии сложного естественного и искусственного (карьеры, отвалы) рельефа местности в аномальные значения подземной гравиметрии необходимо вводить топографическую поправку, учитывающую гравитационное влияние масс, заключенных между физической поверхностью Земли и плоскостью относности (в том числе влияние отвалов, подземных полостей и зон обрушения). Для введения топографической поправки выбирается несколько точек наблюдения подземного профиля, расположенного под участками самого сложного рельефа, и вычисляется для этих точек гравитопографический эффект. Поправка учитывается, если она значительно превышает установленную точность определения аномалии измеряемого поля [2].

Рассматриваемая методика расчета топографической поправки с последующей реализацией на ЭЦМ отличается от большинства известных в подземной гравиразведке методов возможностью учета наклоннослойистой структуры налегающих масс и переменной (фациально) плотности.

Для решения поставленной задачи на топооснове в пределах области, рельеф которой учитывается, наносится серия прямых, параллельных доминирующему направлению простирания слойистой структуры, которые должны рассматриваться как след наклонных плоскостей N_p , рассекающих налегающие массы на серию наклонных пластов. На этой же основе наносятся прямые, параллельные направлению падения структуры, которые должны рассматриваться как след вертикальных плоскостей J_i , рассекающих налегающие массы на одноименные элементарные пласти (рисунок 1а,в). Прямые N_p и J_i располагаются на расстояниях +50, 150, 250, 350, 450, 550, 650 м.



Общая схема расположения горных выработок, точек наблюдения и возмущающего тела: а - схематический вертикальный разрез налегающих масс и рельефа поверхности Земли; б - схема разбивки в плоскости xOy исследуемого участка; в - план горных выработок и точек наблюдения; г - разрез горной выработки и локального возмущающего объекта (подземной полости); 1 - геологические контакты; 2 - подземная полость.

или на других расстояниях от станции наблюдения, например точки А (рисунок), для которой определяется топографическая поправка в зависимости от структурно-геологических особенностей района исследования и требований, предъявляемых к точности и качеству гравиразведочных работ.

После этого для определения топографической поправки необходимо и достаточно подсчитать гравитационный эффект от суммы наклонных пластов N_n , каждый из которых слагается из суммы элементарных пластов, ограниченных по простиранию плоскостями J_i . При значительной глубине подземного профиля элементарные пласти необходиимо дополнительно разбивать горизонтальными плоскостями на элементарные призмы. Форма таких призм должна быть близкой к изометрической (рисунок).

В общем случае для расчета гравитационного эффекта, обусловленного объектом, ограниченным наклонными плоскостями по оси ординат, целесообразно воспользоваться методом, основанным на преобразовании результата, полученного по диаграммам Микова или Гамбурцева [1, 2], к условиям конечного простирания.

Вертикальная составляющая аномального вектора силы тяжести V_z , вызванная действием косоугольной в сечении элементарной призмы, рассматриваемой как трехмерное тело, выражается формулой [2]

$$(V_z)_i = \frac{f}{2} V_z(\infty) [R_i^{-1/2} (1 + \bar{Z}_i \operatorname{ctg} \beta)] \sin \beta = \frac{f}{2} f G \Delta \bar{Z} \Delta \varphi [R_i^{-1/2} (1 + \bar{Z}_i \operatorname{ctg} \beta)] \sin \beta = \\ = \frac{f}{2} V_z(\infty) K(x, y, z), \quad (1)$$

где f - гравитационная постоянная; σ - аномальная плотность; $\Delta \bar{Z}$, $\Delta \varphi$ - приращения вертикальной координаты и полярного угла, определяющие по-перечное сечение элементарной полубесконечной призмы, равное одной пло-щадке диаграммы Гамбурцева; $\frac{f}{2} V_z(\infty)$ - гравитационный эффект элементарной полубесконечной призмы; $R_i = \bar{Z}_i^2 + Z_i \sin 2\beta + (1 + \bar{X}_i^2) \sin^2 \beta$; β - угол склонения наклонных плоскостей, ограничивающих элементарную призму по простиранию; \bar{X}_i , \bar{Z}_i - координаты, выраженные в единицах $y_k = y_i - z_i \operatorname{ctg} \beta$. Множитель в квадратных скобках выражения (1) - коэффициент $K(x, y, z)$, учитывающий трехмерность возмущающего объекта.

При $\beta=0$ выражение (1) становится тождественным выражению для трехмерной элементарной призмы, ограниченной по простиранию вертикальными плоскостями

$$(V_z)_i = (V_z)_i(\infty) \left[\frac{y_k}{(X_i^2 + Y_k^2 + Z_i^2)^{1/2}} \right] = (V_z)_i(\infty) K_i(x, y, z),$$

предложенному ранее в виде [3]

$$(V_z)_i = (V_z)_i(\infty) [\sin \theta'' - \sin \theta'],$$

где θ - угол видимости торца элементарной возмущающей призмы,

Практически вычисление поправки сводится к следующим операциям (рассматривается типичный случай, когда $\beta = 90^\circ$). По линиям, проходящим через середину одноименных пластов J_i ($y = \pm 50, \pm 150, \pm 250, \pm 350, \pm 450, \pm 550, \pm 650$ м), строятся вертикальные геологические разрезы с подробным отражением (с необходимой степенью точности) рельефа местности. С помощью известной диаграммы Гамбурцева вычисляется $\frac{1}{2} V_z(\infty)$, для чего диаграмма совмещается с разрезом до совпадения координатных осей (x — направлена вправо; z — вниз, начало координат совпадает со станцией, например А, для которой определяется топографическая поправка) и подсчитывается количество элементарных площадок (или точек — центров тяжести этих площадок), вмещающихся в контуре каждой из элементарных призм, составляющих разрез. Для всех элементарных призм определяется функция

$$K_i = K_2(x, y, z) - K_1(x, y, z),$$

где x и z — абсцисса и вертикальная координата центров соответствующих площадок, ограничивающих элементарную призму по оси y ; y_k — расстояние от станции наблюдения до центров этих площадок.

Перемножив соответствующие значения $(V_z)_i(\infty)$ и K_i , получим элементарные гравитационные эффекты для каждой призмы $N_i J_i$, затем суммы по каждому пласту и, наконец, двойную или полную сумму гравитационных эффектов по всему объему.

Плотность пород для каждого пласта принимается своя в зависимости от литологического состава; в частном случае, когда пласт охватывает две или больше литологических разностей, плотность принимается равной средневзвешенной.

Как показал опыт для вычисления функции $K(x, y, z)$, рационально пользоваться специальными табулиграммами. На миллиметровке по отдельным расчетным точкам строятся двойные графики функций $K_2(x, y, z)$ и $K_1(x, y, z)$, с которых с достаточной точностью снимаются значения $K(x, y, z)$, как разность $K_2(x, y, z) - K_1(x, y, z)$. В рассматриваемом случае необходимо иметь 12 табулиграмм.

В связи с тем, что применение формулы (1) требует разбивки всего объема налегающих масс на элементарные призмы, в пределах которых изменением $K(x, y, z)$ можно пренебречь, имеет важное значение вопрос о необходимых поперечных размерах этих призм. Для этого можно воспользоваться предложением А.К. Маловичко, согласно которому определение нужных значений этих функций сводится к нахождению радиусов центров окружностей — изолиний, ограничивающих сечение призмы. Здесь используется положение, согласно которому изолинии функций $K(x, y, z)$ являются концентрическими окружностями с радиусом $\rho^2 = x^2 + z^2$.

Суммарное значение погрешности определения поправки за рельеф по всему объему возмущающих масс, залегающих выше горизонтальной плоскости,

проходящей через самую низкую точку рельефа, определяется выражением

$$m = \pm \sqrt{\pi i \delta^2} = 0,02 \sqrt{12 \cdot 12} = \pm 0,36 \text{ м.л.}$$

где π и i - количество разбиений массива налегающих горных пород на элементарные пласти (призмы); δ - допустимая ошибка определения элементарной поправки за рельеф, равная 0,003 м.л.

Применение изложенного метода вычисления поправки за вышележащие массы и рельеф местности позволяет исключить необходимость в повторном определении аппликат для каждой расчетной точки. Достаточно один раз прямоугольную палетку совместить осьми x и y соответственно с проекцией на топокарту штрека и ортогонально построенных ортов, в которых осуществляется измерение V_z , а центр палетки - с проекцией одной из точек наблюдения, подлежащих обсчету, и определить аппликаты H с необходимой детальностью для всех разрезов J_i . При переходе к следующей расчетной точке палетка не перемещается, а лишь изменяются координаты элементарных призм. Таким образом, топографическая информация отбирается один раз для всех расчетных точек. Для этого размеры палетки должны быть достаточно большими.

Отдельные участки учитываемого объема налегающих масс (подземные полости, зоны обрушения и т.п.) могут иметь угол склонения отличный от прямого. В таких случаях учет гравитационного эффекта реализуется по формуле (1). Методика вычислений гравитационного эффекта с помощью диаграмм, построенных на основе формулы (1), подробно изложена в работе [2].

В машину вводятся значения координат X_n каждого параллельного профиля N_n , чем как бы задаются наклонные плоскости, ограничивающие наклонные пласти N_n и элементарные косоугольные призмы (см. рисунок). Дополнительно в память машины по каждому профилю J_i вводится рельеф, т.е. отметки H_{ni} , координаты Y_{ni} точек пересечения профилей N_n с плоскостями J_i и J_y , плотность пластов σ , угол склонения β и угол падения α .

Алгоритм для вычислений с помощью ЭЦВМ гравитопографического эффекта налегающих масс и рельефа местности, схема перебора пластов и поиска соответствующих этим пластам призм аналогичны приведенным в работе [2].

В многих случаях в зависимости от структурно-геологической ситуации и целевого назначения гравиметрических исследований весь массив налегающих на подземный профиль горных пород разделяется горизонтальной плоскостью, проходящей через самую низкую точку рельефа поверхности Земли, на два слоя. Верхний с переменной плотностью, гравитационный эффект от которого вычисляется по рассмотренной схеме, и нижний с посто-

янным или средневзвешенным значением плотности*. В основу вычислительного алгоритма для нижнего пласта можно положить известное выражение для цилиндра высотой H [1]

$$(V_z)_{cs} = 2\pi k \sigma (\rho_y + H\sqrt{\rho^2 + H^2}) ,$$

где ρ_y — радиус цилиндра.

Выводы

Как известно [1, 4], в частном случае (плотность верхнего полупространства, выше профиля наблюдений $\sigma_g = 0$) при вычислении аномалий Буге используется постоянная (средняя) плотность промежуточного слоя. Исключением является поверхственный слой, заключенный между поверхностью рельефа и горизонтальной плоскостью, проходящей через самую низкую точку рельефа, для которого принимается переменная плотность, определяемая фациальной плотностью каждого отдельного участка этого слоя.

1. В общем случае ($\sigma_g \neq 0$) при вычислении аномалий должна учитываться переменная плотность как поверхного, так и промежуточного, залегающего между самой низкой точкой рельефа и плоскостью наблюдений, слоя.

2. При вычислении аномалии должны быть учтены поправки за гравитографический эффект, за налегающий массив горных пород с переменной плотностью и локальные возмущения от зон обрушения, подземных плоскостей, железистых высокоплотных пластов, произвольно расположенных в пространстве. Для таких вычислений предложен алгоритм, реализуемый с помощью существующих программ на ЭЦПМ.

3. Для промежуточного слоя, заключенного между горизонтом наблюдений Γ_1 и горизонтом приведения Γ_0 , необходимо в общем случае использовать постоянную (среднюю) плотность. Для Кривбасса это может быть плотность, равная плотности гранито-гнейсового комплекса, — 2,7 г/см³. Окончательное решение последнего вопроса нужно оставить за интерпретатором. Однако вычисление аномалий на поверхности Земли и в горной выработке с различной плотностью промежуточного слоя не создает проблем. В таком случае аномалии, обработанные с одной плотностью (видимо наземные), принимаются за основу; в другие — вводится поправочный коэффициент.

4. Предложенная нами методика определения поправки за гравитографический эффект с помощью ортогональной сетки, оси которой совпадают с направлением откаточных штреков и ортов, отличается от применявшихся в Кривбассе ранее (Полуяктов В.Ф., Йрков Г.В. и др.) еще и тем, что информация об аппликатах для данного горизонта отбирается одноразово и исключается трудоемкий процесс визуального интерполирования. Первые же

* Оптимальность принятого решения проверяется эмпирически в каждом конкретном структурно-геологическом районе.

испытания метода в Криворожской геофизической экспедиции (1966 г.) показали его высокую эффективность и производительность. Качество результатов подземных гравиразведочных исследований значительно улучшилось.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев Б.А., Клушин И.Г. Геологическое истолкование гравитационных аномалий. Л., Недра, 1965. 495 с.
2. Андреев В.И., Соколовский К.И. Интерпретация материалов подземных гравитационных и магнитных наблюдений. К., Наук. думка, 1971. 156 с.
3. Юньков А.А. Интерпретация аномалий $4g$ под трехмерными телами произвольной формы. - Геофиз. об. АН УССР, 1963, вып. 4(6), с. 71-79.
4. Vail R. Bouger corrections with Varying Surface density. - Geophys., 1956, 21, N 4, с. 141-147.

УДК 550.831

Н.Р.Бурьян

Днепропетровский горный институт

К ВОПРОСУ УЧЕТА ГРАВИТАЦИОННОГО ВЛИЯНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ РУДНЫХ АНОМАЛИЙ В ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ КРИВБАССА

Как показали опытные работы, гравитационные аномалии в горных выработках Кривбасса, принадлежащие рудным телам, проявляются на фоне очень сложного по облику поля, обусловленного влиянием всей Криворожской структуры и некоторыми региональными влияниями. Учитывая протяженность горных выработок (первые сотни метров), региональное поле в них можно считать постоянным. Следовательно, для выделения рудных аномалий необходимо в первую очередь учесть гравитационное влияние всейrudовмещающей структуры, вычесть его из наблюдаемого поля и получить разностную аномалию [1]. Предполагается, что такая аномалия будет обусловлена рудными залежами и другими геологическими неоднородностями, которые необходимо найти или изучить на данном этапе эксплуатационной разведки месторождения.

При такой постановке вопроса появляются, по крайней мере, две задачи: как построить модель Криворожской структуры и каким аппаратом необходимо воспользоваться для вычисления ее гравитационного влияния, в заданных точках пространства.

Геологическое строение Криворожской структуры весьма сложное [2]. За счет тектонической деятельности в пределах месторождения общая пластовая схема отложения структуры является первым приближением. В действительности все пласти нарушены как дислокативной, так и пликативной складчатостью. Вся структура разбита на многочисленные блоки самых разных размеров, смещенных друг относительно друга. В зонах нарушений часто можно наблюдать резкое уменьшение мощности стратиграфических горизонтов, а подчас их полное выклинивание. Все крупные складчатые структуры Криво-

рояья осложнены более мелкой продольной и поперечной складчатостью. Сочетание складчатости двух направлений привело к образованию морфологически сложных типов складок.

Для получения гравитационного поля от таких сложных структур необходимо было бы описать все их детали, подобрать соответствующий математический аппарат и решить прямую задачу. Такой подход требует большого объема геологических построений и расчетов. Необходимо найти пути упрощения решения задачи с требуемой для практики точностью.

Итак, на первом этапе решения задачи следует создать модель структуры, на основе известных геолого-геофизических факторов о строении структуры, а также на каком-либо руднике построить характерный для него общий геолого-геофизический разрез Δg . Учитывая, что на гравиметр значительное влияние оказывают близлежащие массы, в пределах исследуемых выработок в общий разрез модели структуры вписывается реальный геологический разрез, построенный по буровым и горнопроходческим данным. Аномальные значения плотности элементов такого разреза следует брать относительно вмещающих всю структуру горных пород, т.е. гранитов и мигматитов с плотностью $2,6 \text{ г}/\text{см}^3$. Реальный разрез, как было доказано, следует учитывать до глубины $\pm 500-700 \text{ м}$ относительно исследуемых горных выработок. Удаленные части структуры можно учесть, аппроксимируя их сравнительно простыми моделями, например π -угольными призмами Δg .

Трудности встречаются при учете близкорасположенных к горным выработкам масс. В общем случае их следовало бы учитывать в трехмерном варианте. Однако нами установлено, что если элементы структуры представляют собой ограниченные линейно-вытянутые по простиранию пластовидные тела и имеют протяженность не менее $\pm 2000 \text{ м}$ (при вертикальной мощности $\pm 500-700 \text{ м}$), то их влияние можно учитывать так же как двухмерных призм. Ошибка при этом составит $\sim 0,01 \text{ мгл}$. Такое положение справедливо при горизонтальной мощности пласта до 100 м и аномально³ плотности до $1 \text{ г}/\text{см}^3$.

Если протяженность пласта по простиранию меньше $\pm 2000 \text{ м}$, учет его гравитационного влияния необходимо выполнять в трехмерном варианте.

В условиях Кривбасса, как правило, стратиграфические горизонты периодически отклоняются от некоторого направления по простиранию. Для оценки искажений Δg за счет данного явления был взят крайний случай, когда отдельный пласт при $y = 0$ изменяет заданное простирание и без изменения горизонтальной мощности при некотором $y = y_0$ выходит на новое направление, параллельное исходному (см. рис. I, а). Аппроксимировав зону изгиба пласта набором наклонных призм, вычислили от него поле Δg (рис. I, б, кривая I). Разность поля Δg от двухмерного линейного пласта и изогнутого показана на рис. I, б (штрих-пунктир, № 1). Как видно, абсолютные значения разности полей значительные. Максимальные отклонения составляют $\sim 0,16 \text{ мгл}$. Вдоль линии наблюдения отклонения имеют локальный характер.

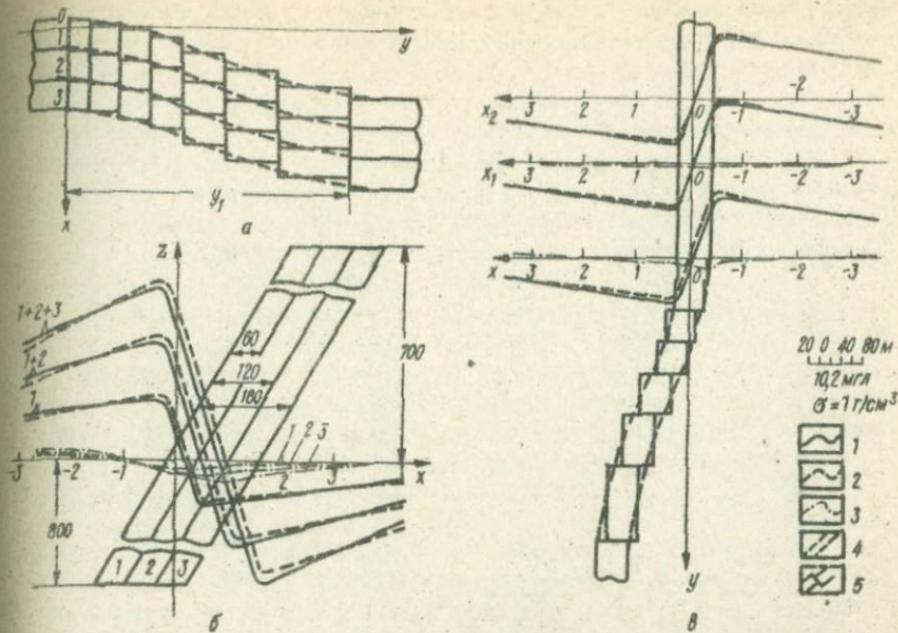


Рис. 1. К оценке возможности аппроксимации сложных в направлении простирания тел более простыми: а - пласти сложной формы (модель); б - поведение разности поля Δg от двумерного линейного и трехмерного изогнутого пласта с изменением его мощности; в - поведение разности поля Δg от двумерного и трехмерного пластов при удалении профиля наблюдения от зоны изгиба; 1 - кривая Δg от двумерного линейного пласта; 2 - кривая Δg от трехмерного изогнутого пласта; 3 - разность поля Δg от двумерного и трехмерного вариантов модели; 4 - контур трехмерной модели пласта сложной формы; 5 - контур трехмерной модели пласта, аппроксимированного наклонными призмами.

На рис. 1,б показано значение поля Δg от двумерного и изогнутого пластов с изменением горизонтальной мощности их. Заметим, что с увеличением мощности пласта разность исследуемых полей растет. С удалением профиля наблюдений от зоны изгиба пласта в сторону его прямолинейной части уже при $y \approx 200$ м поле Δg стремится к полю линейно-вытянутого бесконечного по простиранию пласта (рис. 1,в).

Следовательно, при слаборазвитой пликативной и дизъюнктивной складчатости на отдельных исследуемых участках можно решить задачу в двумерном варианте и получить поля с достаточной для практики точностью. Однако такие участки в условиях Кривбасса встречаются очень редко. В основном это пласти вида, показанного на рис. 2,а (пунктир). Для оценки гравитационного влияния такого пласта и его отличия от двумерного наим сделано допущение, что в вертикальной плоскости пласт наклонен под

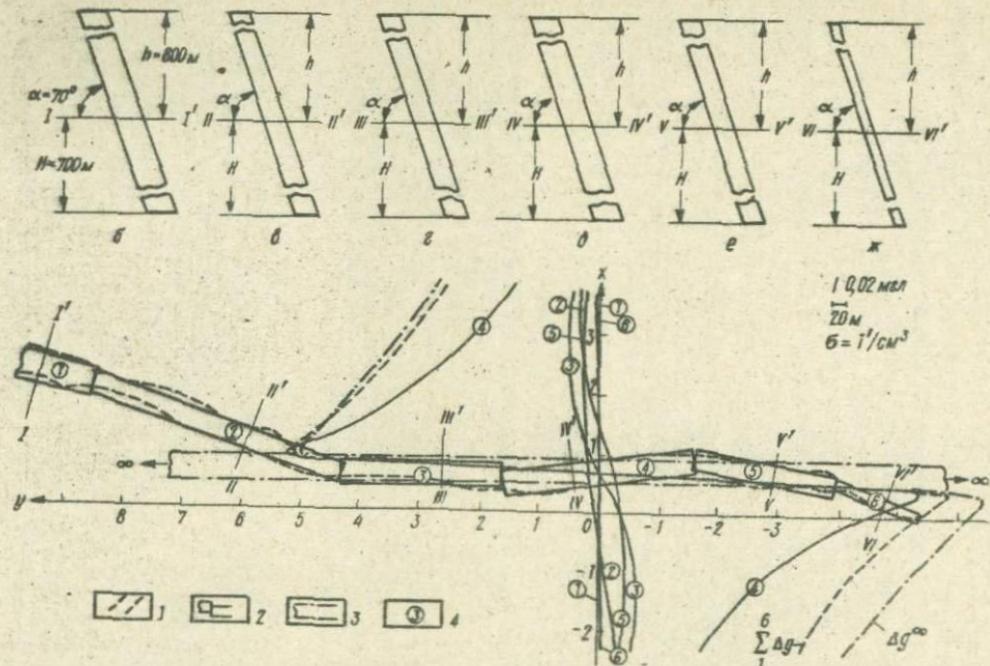


Рис. 2. К оценке возможности аппроксимации реального пласта сложной формы набором наклонных призм: а - модель пласта и поле Δg по оси x (суммарное и от отдельных элементов пласта); б-ж - форма сечений пластинки двумерной модели пластового тела; 1 - контакты реального пласта; 2 - контакты трехмерной модели пласта; 3 - конкавой Δg .

углом 70° и не подвергнут каким-либо нарушениям. Кроме того, он разбит на шесть участков с более выдержаным простирианием и на этих участках аппроксимирован пластообразными телами с осредненными параметрами. Сечения пластов на выбранных участках показаны на рис. 2, б-ж.

Из рис. 2, а следует, что если профиль наблюдения расположен по отношению к пласту так, как показано на рисунке, то поле Δg от него (Δg) значительно отличается от поля Δg^* над пластом бесконечного простириания (на рисунке такой пласт показан штрих-пунктирной линией). Отсюда следует, что учет влияния такого пласта в двумерном варианте является только первым приближением.

Рассматривая влияние каждого отдельно взятого участка пласта, видим, что основную часть суммарного поля Δg составляет поле от IV участка. Все остальные создают более спокойные небольшой интенсивности гравитационные аномалии, а поле от удаленных участков I и 6 составляет 0,005-0,01 мгл. Это дает право пластообразные тела сравнительной сложной формы на удалении 500 м аппроксимировать телами более простой геометрической формы, например наклонными призмами.

Геологическое строение структуры в вертикальной плоскости весьма сложное. Наблюдаются перекиды пластов, смещения, выклинивания и т. п. Такое положение приводит к тому, что сечения пластов необходимо задавать многочисленными элементарными телами.

Покажем это на моделях двух пластов, имеющих размеры по простирианию ± 80 м и $\pm \infty$, а вкрест простириания $-b = 45$ м, $h = 800$ м, $H = -700$ м, $\alpha = 70^{\circ}$, $G = 1$ г/см 3 (рис. 3). Пласти были разбиты на 12 примерно равных блоков, как показано на рис. 3. От каждого блока рассчитано поле Δg до смещения его в плоскости xOz и после, а также суммарное поле до и после смещения блоков.

Удаленные блоки пласта даже при малых размерах по простирианию создают нелинейные аномалии интенсивностью до 0,02 мгл (см. рис. 3), пре-небречь которыми практически невозможно. Суммарные поля от элементов пласта до и после смещения их в плоскости xOz существенно отличаются (до 0,04 мгл) и это требует детального учета дизъюнктивной и пликативной нарушенности в околовыработанном пространстве. Однако нетрудно заметить, что, начиная с $\pm 200 - \pm 300$ м по вертикали, поля от блоков до и после смещения практически совпадают. Это положение позволяет упростить модель сильно нарушенного по вертикали пласта и сделать удовлетворительный учет его влияния. Так, согласно рис. 3, достаточно детально учесть часть пласта, расположенную в непосредственной близости от горной выработки (элементы 6-9), а элементы верхней (I-4) и нижней (10-12) частей представить в виде двух отдельных, имеющих осредненные контуры. Такое построение модели практически не скажется на суммарном поле от всего пласта, но время вычислений сократится более чем на 1/3, а объем числового материала вдвое.

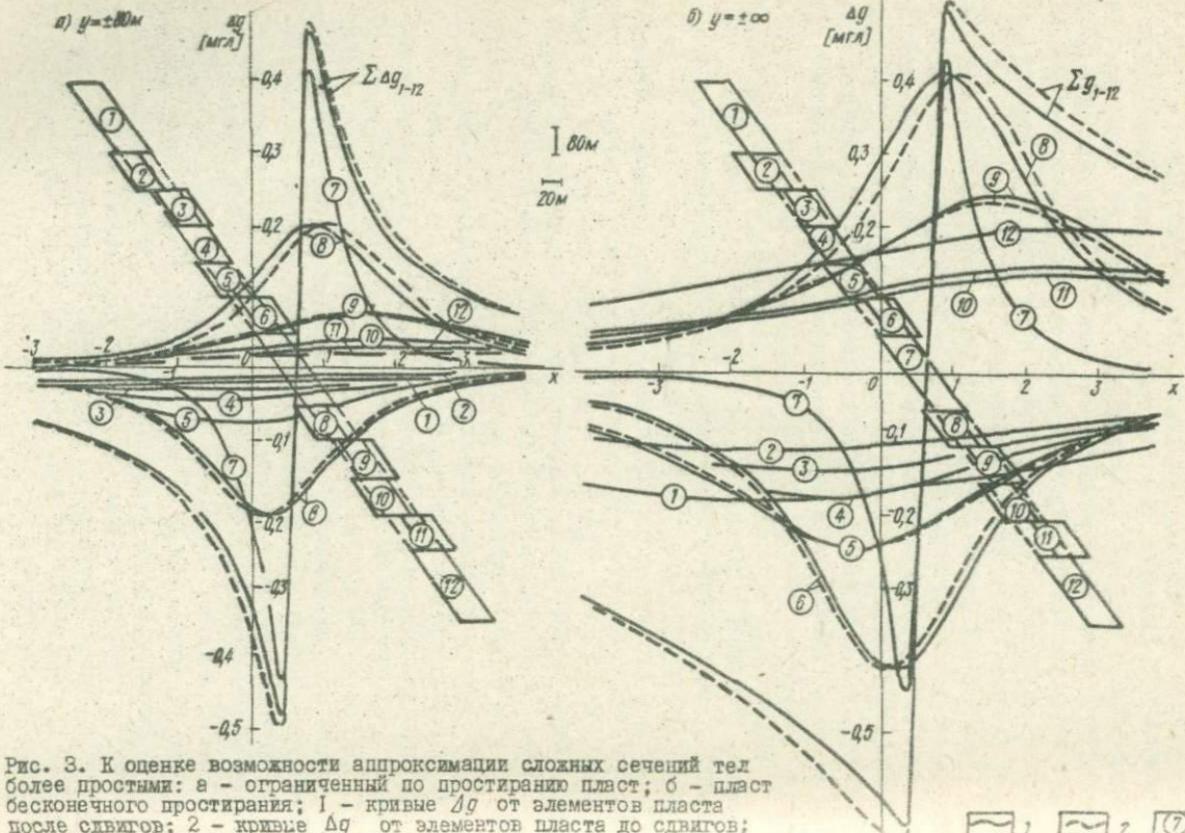


Рис. 3. К оценке возможности аппроксимации сложных сечений тел более простыми: а - ограниченный по простианию пласт; б - пласт бесконечного простиания; 1 - кривые Δg от элементов пласта после сдвигов; 2 - кривые Δg от элементов пласта до сдвигов; 3 - номер элемента пласта и соответствующей кривой Δg .

1, 2, 3

Таким образом, при учете гравитационного влияния структур типа Криворожской следует: создать общую модель структуры, элементы которой представляют собой n -угольные двумерные призмы, используя при этом общие геолого-геофизические данные о глубинном ее строении и данные о физических параметрах горных пород; в общую модель структуры, согласно проведенным исследованиям, вписать близкорасположенные к рабочим выработкам массы со всеми их особенностями и расчет поля выполнить в трехмерном варианте.

При учете гравитационного влияния структур типа Криворожской приходится выполнять очень большой объем вычислений. Нами был выполнен анализ существующих приемов решения прямой задачи гравиразведки на ЭВМ. Оказалось, что для подземных условий наиболее приемлемыми следует считать методы, в основу которых заложено численное интегрирование. Были опробованы программы "3,4" "Полигон-2" - при расчете двумерного поля от общей структуры и "Полигон-3" - при расчете трехмерного поля силы тяжести от близкорасположенных масс, в основу которыхложен указанный принцип. Результаты расчетов вполне удовлетворяют требованиям практики.

Л и т е р а т у р а

1. Аніщенко Н.М. та ін. Врахування впливу Криворізької структури на гравітаційні вимірювання в гірничих виробках. - Докл. АН УРСР. Сер. Б, 1973, № 8, с. 725-729.
2. Белевцев Я.Н. Вопросы геологического строения Криворожского бассейна. - В кн.: Геология Криворожских железорудных месторождений. Т. I. К., 1962, с. 5-18.
3. Голиздра Г.Я. Решение прямой задачи гравиметрии для трехмерных масс. - В кн.: Материалы геофизических исследований на Украине. К., 1972, с. 54-66.
4. Голиздра Г.Я., Попов В.М. Вычисление на ЭВМ поля гравитирующих масс. - Разведоч. геофизика, 1973, вып. 56, с. 83-91.

УДК 550.838

К.А.Гура

Киевский госуниверситет

ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ Z_a В ПОЛЕ H_a

Решение обратной задачи магниторазведки в некоторых случаях требует знания закономерностей поведения горизонтальной составляющей суммарного вектора напряженности. Производство полевых магнитометрических исследований обычно предусматривает измерения напряженностей только вертикальной компоненты Z_a . Таким образом, необходимые сведения могут быть получены расчетным путем: трансформацией поля Z_a в поле H_a . Учитывая преимущественную ограниченность магнитных возмущений по простиранию, необходимо согласиться с тем, что чаще всего пересчет поля Z_a в H_a должен осуществляться в площадном варианте.

Для реализации отмеченной операции предлагается круговая палетка, мало удобная для формирования цифровых массивов, использующихся непосредственно при вычислениях [1-5]. Значительно проще и быстрее исходные данные могут быть подготовлены, по-видимому, с помощью прямоугольной палетки с неизменными размерами составляющих ее ячеек. Возникающие при этом неудобства, заключающиеся в непостоянстве коэффициентов ячеек, должны компенсироваться простотой составления цифровых массивов, подвергающихся обработке на ЭЦВМ. Действительно, во втором случае подлежащее трансформации магнитное поле напряженности вертикальной составляющей может быть представлено в цифрах, размещенных в вершинах одинаковых по своим размерам прямоугольников, равных по величине ячейкам прямоугольной палетки. Нетрудно видеть, что следствием такой постановки вопроса явится значительное упрощение процесса получения необходимого нам исходного материала.

Вывод расчетных выражений. Получение аналитических зависимостей, устанавливающих взаимосвязь вертикальной и горизонтальной компонент полного вектора напряженности в прямоугольных координатах, полностью аналогично выводу [2], выполненному в полярных координатах.

В данном случае нужно предположить, что трансформируемая аномалия Z_a образована множеством бесконечных по глубине вертикальных штоков квадратного сечения с верхними гранями, совпадающими с поверхностью пересчета. Обозначим ее (рис. I) через S , а площади верхних граней вертикальных штоков через $ds = dx dy$. Будем считать, что преобразование поля Z_a в поле H_a нужно произвести в точке M_i . Пусть M_i — переменная точка y произвольного элемента $ds = dx dy$, а σ_i — поверхностная плотность его намагничения.

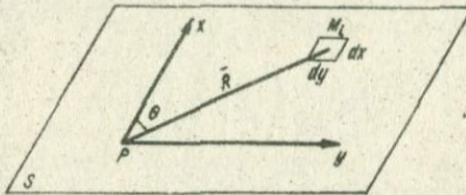


Рис. I. Плоскость пересчета поля Z_a в H_a .

Известно, что напряженность вертикальной компоненты магнитного поля в каждой точке M_i определится:

$$Z_i = 2\pi \sigma_i. \quad (1)$$

Следовательно, для каждой точки M_i будет справедливым соотношение

$$\sigma_i = \frac{Z_i}{2\pi}. \quad (2)$$

Тогда компоненты H_x и H_y в произвольной точке P могут быть представлены так:

$$H_x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int x dx \int_{-\infty}^{+\infty} Z_i \frac{dy}{(x^2+y^2)^{3/2}} . \quad (3)$$

$$H_y = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int y dy \int_{-\infty}^{+\infty} Z_i \frac{dx}{(x^2+y^2)^{3/2}} . \quad (4)$$

Перепишем выражения (3) и (4), выбрав приведенные пределы интегрирования,

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{2\pi} \int_{-x_1}^{+x_1} \int x dx \int_{-y_1}^{+y_1} Z_i \frac{dy}{(x^2+y^2)^{3/2}} + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-x_1} \int x dx \int_{-\infty}^{-y_1} Z_i \frac{dy}{(x^2+y^2)^{3/2}} + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{+x_1}^{+\infty} \int x dx \int_{+y_1}^{+\infty} Z_i \frac{dy}{(x^2+y^2)^{3/2}} . \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} H_y &= \frac{1}{2\pi} \int_{-y_1}^{+y_1} \int y dy \int_{-x_1}^{+x_1} Z_i \frac{dx}{(x^2+y^2)^{3/2}} + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{-y_1} \int y dy \int_{-\infty}^{-x_1} Z_i \frac{dx}{(x^2+y^2)^{3/2}} + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{+y_1}^{+\infty} \int y dy \int_{+x_1}^{+\infty} Z_i \frac{dx}{(x^2+y^2)^{3/2}} . \end{aligned} \quad (6)$$

Размеры центральной квадратной ячейки определим так, чтобы Z в ее пределах изменялось по линейному закону:

$$Z_i = Z_0 + \left(\frac{\partial Z}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial Z}{\partial y}\right)_0 y . \quad (7)$$

Заменим в соотношениях (5) и (6) Z_i , стоящее в первых слагаемых, зависимостью (7). Обозначим указанные слагаемые соответственно H'_x и

H_y' . Учитывая, что Z_0 - постоянная величина, после несложных преобразований

$$H_x' = \frac{\Delta Z_x}{2\pi} \cdot \frac{y_f}{(x^2 + y_f^2)^{1/2}} , \quad (8)$$

$$H_y' = \frac{\Delta Z_y}{2\pi} \cdot \frac{x_f}{(y^2 + x_f^2)^{1/2}} . \quad (9)$$

В соотношениях (8) и (9) ΔZ_x и ΔZ_y определяют приращение напряженности вертикальной составляющей вдоль соответствующих координатных осей на интервале стороны центральной ячейки. Следует иметь в виду, что стоящие в числителе и знаменателе этих зависимостей y_f и x_f , указывают в первом случае на размер стороны центральной ячейки вдоль оси y , а во втором - вдоль оси x , что было предопределено выбором соответствующих пределов интегрирования. Перепишем выражения (8) и (9)

$$H_x' = \frac{\Delta Z_x}{2\pi} \cdot \frac{1}{\left(\frac{x^2}{y_f^2} + 1\right)^{1/2}} , \quad (10)$$

$$H_y' = \frac{\Delta Z_y}{2\pi} \cdot \frac{1}{\left(\frac{y^2}{x_f^2} + 1\right)^{1/2}} . \quad (11)$$

Если ячейки выбраны квадратными, то соотношения (10) и (11) приобретут следующий вид:

$$H_x' = \frac{\Delta Z_x}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} , \quad (12)$$

$$H_y' = \frac{\Delta Z_y}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} . \quad (13)$$

Разобьем пределы интегрирования вторых и третьих слагаемых в зависимостях (5) и (6) как вдоль оси x , так и вдоль y на такие равные участки ($x_m - x_{m+1}$; $y_n - y_{n+1}$), чтобы в областях квадратных ячеек, образованных пересечением координатных линий, напряженность вертикальной компоненты можно было бы считать постоянной. В этом случае в пределах одной ячейки получим

$$H_{x_{mn}}'' = \frac{1}{2\pi} \int_{x_m}^{x_{m+1}} x dx \int_{y_n}^{y_{n+1}} Z_{mn} \frac{dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} , \quad (14)$$

$$H_{y_{mn}}'' = \frac{f}{2\pi} \int_{y_n}^{y_{n+f}} dy \int_{x_m}^{x_{m+f}} Z_{mn} \frac{dx}{(x^2 + y^2)^{3/2}} . \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что

$$H_{x_{mn}}'' = \frac{f}{2\pi} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_{m+f}^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right. \\ \left. + \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{1 + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 + f}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) Z_{mn} ; \quad (16)$$

$$H_{y_{mn}}'' = \frac{f}{2\pi} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{y_{n+f}^2}{x_{m+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{y_n^2}{x_m^2} + f}} + \right.$$

$$\left. + \ln \frac{\frac{x_m}{y_n} + \sqrt{1 + \frac{x_m^2}{y_n^2}}}{\frac{x_m}{y_n} + \sqrt{\frac{y_{n+f}^2}{y_n^2} + \frac{x_m^2}{y_n^2}}} \right) Z_{mn} . \quad (17)$$

Суммируя результаты интегрирования по всем участкам вдоль соответствующих координатных осей, получаем

$$H_x'' = \frac{f}{2\pi} \left\{ \left[\sum_{m=-j}^{-1} \sum_{n=j}^0 Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_{m+f}^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{1 + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_{m+f}^2}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) + \right] \right\}$$

$$+ \sum_{m=1}^j \sum_{n=j}^j Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right.$$

$$\left. + \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) -$$

$$- \left[\sum_{m=1}^j \sum_{n=j}^0 Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}} + \right. \right. \quad (18)$$

$$\left. + \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) +$$

$$+ \sum_{m=1}^j \sum_{n=0}^j Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}} + \right.$$

$$\left. + \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) \Bigg\} .$$

В соотношении для H_y поменяются местами x и y , а также интервалы суммирования. Особенности выбранных пределов интегрирования обусловливают появление областей неучтенного эффекта, которые изображены на рис. 2 заштрихованными осевыми полосами. Основываясь на приведенные соображения, можно утверждать, что влияние последних может быть учтено следующими соотношениями:

$$H_x''' = \frac{f}{2\pi} \cdot \left\{ \left[\sum_{m=1}^0 \sum_{n=j}^j Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right. \right.$$

$$+ \sum_{m=0}^g \sum_{n=1}^j Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n-1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} \Big] -$$

(19)

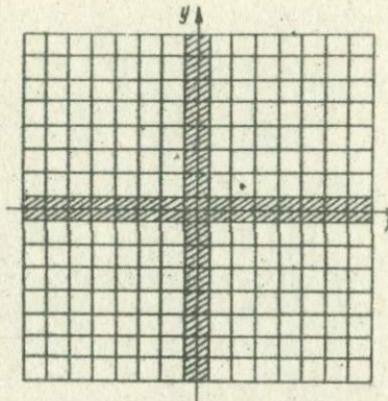


Рис. 2. Пересчетная палетка с областями недоучченного эффекта.

$$- \left[\sum_{m=0}^j \sum_{n=-j}^l Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n-1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} \right] +$$

$$+ \sum_{m=0}^l \sum_{n=1}^j Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+1}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} \Big] \Big\} .$$

В выражении для H_y''' поменяются местами x и y , а также интервалы суммирования. Для суммарного значения H_x справедлива формула (20). Выражение для H_y получаем, меняя местами в H_x интервалы суммирования, а также x и y .

$$H_x = \frac{\Delta Z}{2\pi} \cdot \frac{f}{\left(\frac{x^2}{y_1^2} + f \right)^{1/2}} +$$

$$+ \frac{f}{2\mathcal{H}} \left\{ \left[\sum_{m=-l}^{-l} \sum_{n=-l}^0 Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n-l}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{l-1}^2} + f}} + \right. \right. \right.$$

$$+ \left. \left. \left. \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 - f}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) + \right. \right]$$

$$+ \sum_{m=-l}^{-l} \sum_{n=0}^j Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+l}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+l}^2} + f}} + \right. \\ \left. \left. \left. \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 - f}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) \right] -$$

$$- \left[\sum_{m=l}^j \sum_{n=-j}^0 Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n-l}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n-l}^2} + f}} + \right. \right.$$

$$+ \left. \left. \left. \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 - f}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) + \right. \right]$$

(20)

$$+ \sum_{m=l}^j \sum_{n=0}^j Z_{mn} \left(\ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+l}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+l}^2} + f}} + \right. \\ \left. \left. \left. \ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{f + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 - f}{x_m^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\ln \frac{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{1 + \frac{y_n^2}{x_m^2}}}{\frac{y_n}{x_m} + \sqrt{\frac{x_m^2 + f}{y_n^2} + \frac{y_n^2}{x_m^2}}} \right] \right\} + \\
& + \frac{f}{2\pi} \left\{ \left[\sum_{m=0}^{\theta} \sum_{n=j}^f Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \sum_{m=-f}^{\theta} \sum_{n=f}^j Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} \right] - \right. \\
& \left. - \left[\sum_{m=0}^f \sum_{n=j}^f Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \sum_{m=0}^f \sum_{n=f}^j Z_{mn} \ln \frac{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_{n+f}^2} + f}}{f + \sqrt{\frac{x_m^2}{y_n^2} + f}} \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Подготовка цифровых массивов. Палетки. Подготовка полей напряженности Z_α к пересчету в поля напряженности горизонтальной составляющей и сам процесс вычислений могут быть разделены на два этапа.

На первом из них по обработанным результатам полевых наблюдений формируются цифровые массивы, являющиеся исходным материалом для получения в начальном варианте кривых H_α . Назовем сеть этих массивов основной.

Соображения, базирующиеся на известных положениях о точности определения искомых величин, указывают на то, что густота и форма основной сети будут оптимальны при их равенстве соответствующим параметрам ячеек трансформирующей палетки. Действительно, размеры ячеек зависят только от сечения изодинам, т.е. они определяются итоговой погрешностью, характеризующей качество съемочных работ. Этим мы добьемся в допустимых пределах выполнения требования о постоянстве напряженности Z_α на выделяемых нами участках интегрирования при выводе зависимости (20). Предполагая равенство элементов, составляющих основную сеть и пересчетную палетку, мы тем самым условие о постоянстве напряженности в пределах палеточной ячейки распространяем на цифровой массив. Кроме того, сама числовая сеть может рассматриваться как некоторое множество фиксированных положений палетки при ее последовательном перемещении. С точ-

ки зрения удобства счета, проведения операций осреднения, а также интерполяции ячейки трансформирующей палетки и формируемых нами числовых массивов наиболее выгодно выбирать квадратными.

Следовательно, можно отметить, что на первом этапе цифровые массивы формируются без их привязки к характерным точкам графиков H_a , что влечет за собой возможность несовпадения последних с узлами основной сети чисел. Возникает реальная опасность неточного определения параметров кривых горизонтальной составляющей полного вектора напряженности. При трансформировании поля Z_a в H_a именно второй этап предполагает производство детализационных расчетов с целью уточнения характеристик графиков H_a .

Техника производства вычислений на этой стадии такая же, как и на первой.

Коэффициенты, на которые в процессе вычислений H_a умножаются значения вертикальной составляющей суммарного вектора T_a , рассчитаны с помощью зависимости (20) и представлены в табл. I и 2 в виде матриц. Первая из них (табл. I) сложена коэффициентами, используемыми при вычислениях, H_x , вторая (табл. 2) — при расчетах H_y .

Рассмотрение соотношения (20), а также сравнение упомянутых таблиц показывает, что вторая матрица (табл. 2) является результатом транспонирования первой (табл. I). Каждая матрица состоит из 12 строк и 12 столбцов, т.е. из 144 коэффициентов. В обоих случаях трансформирующую палетку (H_x , H_y) матрицы составлены только для первых четвертей. В остальных четвертях они могут быть легко воспроизведены в связи с присущим им свойством осевой симметрии.

Одним из важных моментов, определяющих правильность пересчета поля Z_a в H_a , является вопрос установления оптимального количества строк и столбцов матриц коэффициентов. Несомненно, что их размеры по площади не должны быть меньше площадей трансформируемых аномалий Z_a . В то же время они не должны выходить за пределы границ, при которых максимальный суммарный эффект от крайних столбцов (строк) разместится в пределах среднеквадратичной погрешности, характеризующей анализируемое поле. На основании выражения (20) этот эффект рассчитывается, как сумма произведений Z_a по линии их максимальных значений на коэффициенты соответствующего столбца (строки).

Рассмотрим теперь последовательность операций при вычислениях икосовой и игрековой компонент горизонтальной составляющей полного вектора напряженности.

Для получения H_x в произвольной точке P необходимо: 1) совместить точку пересчета P и начало координат соответствующей (H_x) палетки, сориентировав ее осью X по (или параллельно) линии интерпретационного профиля; 2) в пределах каждой ячейки перемножить напряженность поля Z_a на ее коэффициент с учетом их знаков; 3) алгебраически просуммировать

Т а з д и ц а

Т а б л и ц а 2

результаты перемножений отдельно в первой и четвертой, а также - второй и третьей четвертях; 4) из второй суммы вычесть первую с учетом знаков; 5) определить приращение напряженности ΔZ вдоль оси X в пределах центральной ячейки, умножить его на $1/2\pi\sqrt{2}$ и алгебраически сложить с полученным ранее результатом;

При вычислении в этой же точке H_y поступают следующим образом: 1) совмещают точку пересчета P и начало координат трансформирующей (H_y) палетки, ориентируя ее осью X по (или параллельно) линии интерпретационного профиля; 2) в пределах каждой ячейки перемножают напряженность поля Z_α на ее коэффициент с учетом их знаков; 3) алгебраически суммируют результаты перемножений отдельно в первой и второй, а также третьей и четвертой четвертях; 4) из второй суммы вычитают первую с учетом знаков; 5) определяют приращение напряженности ΔZ вдоль оси Y в пределах центральной ячейки, умножают его на $1/2\pi\sqrt{2}$ и алгебраически складывают с предыдущим (пункт 4) результатом.

Л и т е р а т у р а

1. Логачев А.А. Методическое пособие по аэромагнитной съемке. М., Госгеотехиздат, 1956. 175 с.
2. Логачев А.А. Магниторазведка. М., Недра, 1968. 258 с.
3. Симоненко Т.Н. О вычислении значений Z_α по измеренным значениям ΔT . - Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1956, № 6, с. 704-707.
4. Тяпкин К.Ф. Ускоренное вычисление градиентов потенциала на различных высотах. - Прикл. геофизика, 1955, вып. 12, с. 177-181.
5. Тяпкин К.Ф. Графическое вычисление V_x и V_{xz} по результатам измерений Δg для случая конечных по простиранию линейных аномалий. - Геофиз. разведка, 1960, вып. 2, с. 60-67.

УДК 550.837.6

В.Н.Шуман, И.И.Рокитянский
Институт геофизики АН УССР, Киев

О ЛИНЕЙНЫХ СВЯЗЯХ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ
ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА

Получение информации о распределении электропроводности внутри Земли в магнитотеллурическом и магнитовариационном методах основано на изучении линейных соотношений между компонентами естественного электромагнитного поля на ее поверхности. Несмотря на то что вопрос об условиях существования линейных связей между компонентами магнитотеллурического поля произвольного источника в последнее время неоднократно рассматривался [2, 7, 9], все же представляется возможным дать ему, по нашему мнению, более простое и достаточно строгое обоснование, вполне удовлетворяющее запросы магнитотеллурического и магнитовариационного методов.

Линейные связи в методе магнитотеллурического зондирования

Однородная безгранична среда. В настоящем разделе мы рассмотрим вопрос о линейных связях между компонентами электромагнитного поля в безграничной линейной среде, в которой оно создается источниками, расположеными в некотором ограниченном объеме Q .

Компоненты электромагнитного поля в материальной среде удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{B} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_{ext}, \quad \operatorname{div} \vec{D} = \rho_{ext}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь \vec{E} — напряженность электрического поля; \vec{D} и \vec{B} — индукции электрического и магнитного полей; \vec{j}_{ext} и ρ_{ext} — плотности тока и заряда внешних источников. Они считаются заданными и не зависящими от \vec{E} , \vec{D} , и \vec{B} .

Индукция \vec{D} определяется следующим соотношением:

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{f},$$

где \vec{f} — плотность тока, индуцированного полями \vec{E} и \vec{B} .

Особенность такой записи состоит в том, что магнитные свойства среды, связанные с отличием \vec{B} от \vec{H} , целиком заключены в \vec{D} .

Как известно [1.57], система (1) является полной только тогда, когда указана связь, т.е. задано материальное уравнение, позволяющее выразить \vec{D} через \vec{E} или через \vec{B} . Ограничивааясь случаем, когда материальное уравнение линейно, его записывают обычно в таком общем виде [1.57]:

$$D_i(\vec{r}, t) = \int dt' \int d\vec{r}' \hat{\epsilon}_{ij}(t, t', \vec{r}, \vec{r}') E_j(\vec{r}', t'), \quad (2)$$

где использован лишь принцип причинности, в силу которого $D_i(\vec{r}, t)$ определяется только полем в настоящем и прошлом, и значит $t' \leq t$. При этом в случае полей, резко меняющихся в пространстве, учтен и факт влияния поля в удаленных точках на электромагнитные свойства среды в данной точке пространства. Для однородной в пространстве и времени среды ядро $\hat{\epsilon}_{ij}$ может зависеть лишь от разности $t - t'$, $\vec{r} - \vec{r}'$. При этих условиях

$$D_i(\vec{r}, t) = \int dt' \int d\vec{r} \hat{\epsilon}_{ij}(t - t', \vec{r} - \vec{r}') E_j(\vec{r}', t'). \quad (3)$$

Однако, учитывая магнитотеллурический аспект рассматриваемой задачи, нас будет интересовать в дальнейшем также материальное уравнение, связывающее компоненты \vec{E} и \vec{H} . Аналогично предыдущему, в случае однородной безграничной среды это уравнение запишем так:

$$E_i(\vec{r}, t) = \int dt' \int d\vec{r}' \hat{\epsilon}_{ij}(t - t', \vec{r} - \vec{r}') [\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}', t')]_j. \quad (4)$$

Наличие под интегралом $\operatorname{rot} \vec{H}$, а не \vec{H} обусловлено тем, что материальное уравнение (4) связывает между собой линейным образом полярный и аксиальный векторы. По этой причине мы могли бы написать, вообще говоря, в правой части уравнения (4) в квадратных скобках векторное произведение \vec{H} на некоторый произвольный вектор \vec{m} . В связи с этим выбранная форма записи предпочтительнее, поскольку не требует введения новых параметров.

Основной задачей магнитотеллурики, как известно, является исследование распространения в слоистой среде плоских монохроматических волн, характеризующихся определенным значением частоты ω и волнового вектора \vec{k} . В вакууме частота ω и волновой вектор \vec{k} являются действительными числами. В этом случае решение системы уравнений поля (I) можно искать в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\omega, \vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

и т.д. для \vec{D} , \vec{B} , что эквивалентно переходу к изображениям Фурье. Однако при рассмотрении волн такого типа в материальных средах в общем случае оказывается необходимым вводить комплексные значения ω и k . Однако в соответствии с традиционной для электродинамики сплошных сред постановкой задачи величину ω примем действительной (задан внешний источник частоты), т.е. зависимость от времени возьмем в виде $e^{-i\omega t}$.

Таким образом, для получения решения уравнений поля (I) в реальной поглощающей среде воспользуемся двусторонним преобразованием Лапласа по координатам и преобразованием Фурье по времени

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{i}{(2\pi)^4} \int d\vec{k} e^{i\vec{k}\vec{r}} \int d\omega e^{-i\omega t} \vec{E}(\vec{k}, \omega), \quad (5)$$

где

$$E(\vec{k}, \omega) = \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \int dt e^{i\omega t} \vec{E}(\vec{r}, t),$$

$$\operatorname{Im} \vec{k} = k'' \geq 0.$$

При этом для уравнений поля (I) получим

$$\begin{aligned} \vec{D} &= -\frac{i}{\omega} [\vec{k} \vec{B}] - i \frac{1}{\omega} j_{ext}, & (\vec{k} \vec{D}) &= \rho_{ext}, \\ \vec{B} &= \frac{i}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}], & (\vec{k} \vec{B}) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где под \vec{E} , j_{ext} , ρ_{ext} и т.д. понимаются соответствующие изображения преобразования (5).

Дополним эту систему материальным уравнением, принимающим, как следует из (3), следующий вид:

$$D_i(\vec{k}, \omega) = \epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) E_j(\vec{k}, \omega), \quad (7)$$

где $\epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости.

Изъялив поле \vec{B} из системы (6) и воспользовавшись соотношением (7), получаем систему линейных алгебраических уравнений, определяющих $E(\vec{k}, \omega)$ [1]:

$$(\omega^2 \epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j) E_j = -i\omega j_{ext}. \quad (8)$$

Сосредоточим внимание на однородной системе уравнений поля, т.е. уравнений (1) с $j_{ext} = 0$, $\rho_{ext} = 0$. Строго говоря, это соответствует переходу к пространственно ограниченной задаче, которая будет рассмотрена ниже.

Однородная система алгебраических уравнений (8) с $j_{ext} = 0$ имеет нетривиальное решение $E_j(\vec{k}, \omega) \neq 0$ только при условии равенства нулю определителя

$$|\omega^2 \epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j| = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9), устанавливающее связь между ω и \vec{k} , называется дисперсионным. Важно подчеркнуть, что компонента $D_i(\omega, \vec{k})$ связана в соотношении (7) с компонентами $E_j(\omega, \vec{k})$ при одинаковых значениях ω и \vec{k} , что обусловлено зависимостью ϵ_{ij} лишь от разностей $t-t'$, $\vec{r}-\vec{r}'$ [1]. Зависимость тензора от частоты соответствует частотной дисперсии, а от волнового вектора \vec{k} — пространственной. Далее, сделаем одно замечание общего характера. Когда мы рассматриваем распространение волн при отсутствии внешних источников в самой среде, то в этом случае волновой вектор \vec{k} зависит от ω . Если же $\vec{k} = \vec{k}(\omega)$, то пространственная дисперсия как бы сливается с частотной. Когда же j_{ext} и ρ_{ext} в уравнениях (1) присутствуют и в самой среде, то в этом случае можно создать поле E с любыми независимыми значениями ω и \vec{k} , так как компонента $E(\omega, \vec{k})$, в конечном счете, выражается через $j_{ext}(\omega, \vec{k})$ и $\rho_{ext}(\omega, \vec{k})$ [1].

Возвратимся к материальному уравнению (4). Аналогично (7) оно принимает следующий вид:

$$E_i(\omega, \vec{k}) = \zeta_{ij}(\omega, \vec{k}) [\vec{k} \vec{H}(\omega, \vec{k})]_j. \quad (10)$$

Уравнение (10) будем рассматривать как наиболее общее выражение линейной связи между компонентами электрического E и магнитного поля \vec{H} в случае полей, пропорциональных множителю $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$, причем связь между ω и \vec{k} дается соответствующим дисперсионным уравнением (9).

Конечно, можно было бы попытаться ограничиться одним материальным уравнением, связывающим между собой компоненты \vec{D} и \vec{B} , и получить соответствующее дисперсионное уравнение для введенного таким образом "тен-

зора импеданса", но в этом случае его определение отличалось бы от традиционных сложившихся понятий магнитотеллурики.

Из уравнений (10) легко заключить, что тензор импеданса $\xi_{ij}(\omega, \vec{k})$ определяется не только частотой ω и проводимостью среды, но и типом распространяющейся в ней волны, характеризующейся волновым вектором \vec{k} .

Заметим, что в общем случае вектор

$$\vec{k} = \vec{k}' + i\vec{k}'' ,$$

где \vec{k}' и \vec{k}'' - вещественные векторы. Тогда, если \vec{k}' и \vec{k}'' не параллельны, мы имеем дело с неоднородными плоскими волнами. Плоскости, перпендикулярные к вектору \vec{k}' , являются плоскостями постоянной фазы. Плоскостями постоянной амплитуды будут плоскости, перпендикулярные к вектору \vec{k}'' , в направлении которого происходит затухание волны. Плоские волны будут однородными, когда величина действительна (например, в вакууме) или когда \vec{k}' и \vec{k}'' параллельны друг другу.

Среды с наличием границ. При наличии границ раздела свойств разнородных сред уравнения поля (1) должны быть дополнены полученными из них путем предельного перехода граничными условиями

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1t} &= \vec{E}_{2t}; [\pi, \vec{B}_2 - \vec{B}_1] = \vec{j} + \vec{j}_{ext}, \\ B_{1n} &= B_{2n}; D_{2n} - D_{1n} = \rho + \rho_{ext}. \end{aligned} \quad (II)$$

В принципе, этих условий и материальной связи (2) достаточно для решения любых граничных задач [1]. Но связь (2) еще не эквивалентна введению тензора $\xi_{ij}(\omega, \vec{k})$, так как при переходе от (2) к (?) предполагалось, что ядро $\xi_{ij}(t, t', \vec{r}, \vec{r}')$ зависит только от разностей $t - t'$, $\vec{r} - \vec{r}'$. Поскольку в задачах магнитотеллурики среда всегда однородна во времени, то разностная зависимость ядра от времени обеспечена. Но в противоположность этому при наличии границы раздела это ядро будет зависеть также от расстояния до этой границы. Физически это означает, что решение задачи вблизи границы уже не сводится к монохроматическим волнам типа $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$. И только асимптотически можно ограничиться рассмотрением монохроматических волн, а значит, можно считать ядро ξ_{ij} в (2) зависящим только от $\vec{r} - \vec{r}'$ и использовать тензор $\xi_{ij}(\omega, \vec{k})$ [1].

Рассмотрим далее однородную изотропную среду с абсолютной диэлектрической проницаемостью ϵ_a , абсолютной магнитной проницаемостью μ_a и проводимостью G . Материальные уравнения в этом случае примут обычную для электроразведки форму

$$\vec{j} = G \vec{E}, \vec{D} = \epsilon_a \vec{E}, \vec{B} = \mu_a \vec{H}.$$

При отсутствии внешних источников в самой этой среде (среда пространственно ограничена!), связь между компонентами электрического и магнитного полей в общем случае, как это следует из системы (1), выражается формулами

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_a \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon_a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (12)$$

Как и прежде, воспользуемся двусторонним преобразованием Лапласа по координатам и преобразованием Фурье по времени. Тогда из уравнений (12) получим

$$\begin{aligned} i[\vec{k} \cdot \vec{H}(\omega, \vec{k})] &= i\omega \epsilon_a \vec{E}(\omega, \vec{k}), \\ -i[\vec{k} \cdot \vec{E}(\omega, \vec{k})] &= i\omega \mu_a \vec{H}(\omega, \vec{k}). \end{aligned} \quad (13)$$

Как следует из формул (13), для компоненты с волновым вектором \vec{k} из k -пространства, $\vec{E}(\omega, \vec{k})$ и $\vec{H}(\omega, \vec{k})$ связаны между собой линейно. Единственно возможным видом линейного соотношения между аксиальным вектором $\vec{H}(\omega, \vec{k})$ и полярным $\vec{E}(\omega, \vec{k})$ является соотношение

$$\vec{E}(\omega, \vec{k}) = \zeta(\omega, \vec{k}) [\vec{k} \cdot \vec{H}(\omega, \vec{k})]. \quad (14)$$

Исключив из соотношений (13) $\vec{E}(\omega, \vec{k})$ или $\vec{H}(\omega, \vec{k})$, для монохроматического поля найдем соответствующие дисперсионные уравнения, выражющие связь между ω и k :

$$k^2 = k'^2 - k''^2 + 2i\vec{k}' \cdot \vec{k}'' = i\omega \mu_a \sigma + \omega^2 \mu_a \epsilon_a. \quad (15)$$

Тензор $\zeta(\omega, \vec{k})$ в уравнении (14) для однородных изотропных сред обычно называется внутренним тензорным импедансом, зависящим, как легко видеть из уравнения (14), от электромагнитных характеристик среды и типа распространяющейся в ней волны. Однако в силу граничных условий (II) это равенство сохраняется и на поверхности раздела сред. Тензор $\zeta(\omega, \vec{k})$ в этом случае носит название тензора поверхностного импеданса.

Заметим, что в случае, когда волновой вектор \vec{k} имеет определенное направление (т.е. \vec{k}' и \vec{k}'' параллельны между собой), совпадающее с нормалью \vec{n} к поверхности среды, можно ввести "длину" волнового вектора согласно выражению $\vec{k} = k \vec{n}$, и соотношение (14) переходит в обычное граничное условие Леонтьевича для монохроматической волны.

Линейные связи в методе магнитовариационного профилирования

Основной задачей метода магнитовариационного профилирования является поиск и изучение горизонтальных неоднородностей проводимости на основе анализа пространственного распределения поля геомагнитных вариаций на земной поверхности. Таким образом, в этом и заключается специфика рассматриваемой проблемы, сама постановка задачи предусматривает изменение проводимости в горизонтальном направлении. В этом случае при произвольном изменении проводимости в этом направлении, в отличие от вариантов метода зондирования, исходящего из горизонтально-слоистой модели, выра-

жения типа $E_0 e^{i(\vec{r}\vec{\tau}-\omega t)}$ уже не являются решениями ни волнового уравнения, ни уравнений Максвелла (12) [3]. Тем не менее при выводе линейных соотношений, существующих между компонентами магнитного поля в методе МП, может быть применена сходная техника, развитая нами ранее.

Пусть над неоднородным проводящим полупространством в некотором ограниченном объеме Ω в заданный момент времени t благодаря сторонним токам $\vec{j}(\vec{r})$, поддерживаемым ионосферными источниками, возникло электромагнитное возмущение. Как и прежде, зависимость от времени возьмем в виде $e^{-i\omega t}$, где ω — реальная положительная константа. Предположим также, что $\vec{f}(\vec{r})$ непрерывная и непрерывно дифференцированная функция \vec{r} , тождественно равная нулю при $\vec{r} > Q$. Тогда уравнения второго порядка для векторов поля $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{H}(\vec{r})$ в однородном непроводящем воздухе приобретают вид

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2) \vec{E}(\vec{r}) - i\omega \mu_0 \vec{j}_{cr}(\vec{r}), \\ (\nabla^2 + k^2) \vec{H}(\vec{r}) = -[\nabla \chi \vec{j}_{cr}(r)], \end{aligned} \quad (16)$$

где $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$.

Падающее на проводящее полупространство поле является решением уравнений (16) для неограниченного пространства с параметрами среды ϵ_0 , μ_0 . Для него имеет место следующее угловое спектральное представление, действительное вне полосы $|Z| \leq Q$ [6]:

$$\hat{E}^n(\vec{s}) = \frac{ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \int_{C^\pm} d\alpha \sin \alpha \hat{E}^n(\vec{s}) e^{ik\vec{s}\vec{r}}, \quad (17)$$

$$\hat{H}^n(r) = \frac{ik}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\beta \int_{C^\pm} d\alpha \sin \alpha \hat{H}^n(\vec{s}) e^{ik\vec{s}\vec{r}}, \quad (18)$$

где векторы спектральных амплитуд $\hat{E}^n(\vec{s})$ и $\hat{H}^n(\vec{s})$ даются выражениями

$$\hat{E}^n(\vec{s}) = \int_{|r| \leq Q} [i\omega \mu_0 \vec{j}_{cr}(\vec{r}')] e^{-ik\vec{s}\vec{r}'} d^3 r', \quad (19)$$

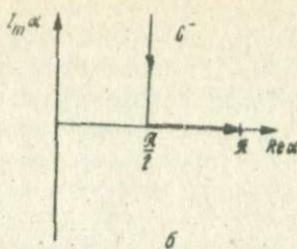
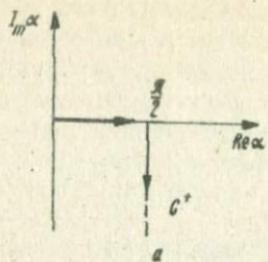
$$\hat{H}^n(s) = \int_{|r| \leq Q} [\nabla \chi \vec{j}_{cr}(r')] e^{-ik\vec{s}\vec{r}'} d^3 r'. \quad (20)$$

Вектор $\vec{s} = \vec{s}(\alpha, \beta)$ является единичным вектором с компонентами

$s_x = \sin \alpha \cos \beta$, $s_y = \sin \alpha \sin \beta$, $s_z = \cos \alpha$, а контуры интегрирования C^+ (а) и C^- (б) показаны на рисунке.

Интегрирование в (17) и (18) производится по контуру C^+ при $z > Q$ и C^- при $z < Q$.

Таким образом, мы получили представление падающего на неоднородное полупространство поля во всей области применимости формул (17), (18)



($|z| > Q$) в виде плоских волн, включающих в себя как однородные плоские волны, соответствующие реальному \vec{S} , так и неоднородные плоские волны, соответствующие комплексному \vec{S} .

При произвольном неоднородном распределении проводимости в нижнем полупространстве электромагнитный отклик такой среды на падающую на него плоскую волну с фиксированным значением \vec{S} будет включать в себя произвольный набор всевозможных пространственных частот, причем в этой неоднородной среде плоские волны уже не являются решениями уравнений Максвелла.

Задекомпоненты на поверхности неоднородной Земли (поверхности раздела) две точки p и q . Очевидно, что в общем случае произвольного источника нам не удастся выразить наблюдаемые поля в точках p и q через падающее таким образом, чтобы последнее могло быть исключено и, следовательно, компоненты поля в одной точке оказались выражены линейным образом через компоненты поля в другой. Такая процедура оказывается возможной лишь тогда, когда первичное падающее поле представлено единственной плоской волной с действительным или комплексным единичным вектором \vec{S} . При этом предположении наблюдаемое в точке p или q полное поле может быть выражено через компоненты магнитного или электрического поля падающей плоской волны с единичным вектором \vec{S} :

$$H_x^p = \alpha_{xx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{xy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{xz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega),$$

$$H_y^p = \alpha_{yx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{yy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{yz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega), \quad (21)$$

$$H_z^p = \alpha_{zx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{zy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + \alpha_{zz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega),$$

$$H_x^q = b_{xx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + b_{xy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + b_{xz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega),$$

$$H_y^q = b_{yx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + b_{yy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + b_{yz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega), \quad (22)$$

$$H_z^q = b_{zx}(\vec{S}, \omega) H_x^n(\vec{S}, \omega) + b_{zy}(\vec{S}, \omega) H_y^n(\vec{S}, \omega) + b_{zz}(\vec{S}, \omega) H_z^n(\vec{S}, \omega).$$

Подчеркнем то существенное обстоятельство, что коэффициенты линейных соответствий (21) и (22) зависят как от частоты ω , так и вектора \vec{s} .

Исключая из этих равенств компоненты падающего первичного поля H_r^n , получаем соотношения [8]

$$H_x^P = \alpha_{11} H_x^q + \alpha_{12} H_y^q + \alpha_{13} H_z^q,$$

$$H_y^P = \alpha_{21} H_x^q + \alpha_{22} H_y^q + \alpha_{23} H_z^q, \quad (23)$$

$$H_z^P = \alpha_{31} H_x^q + \alpha_{32} H_y^q + \alpha_{33} H_z^q,$$

выражающие компоненты полного поля в точке P через компоненты поля в точке q .

Если аномалия электропроводности носит локальный характер, то полагая, что точка q лежит вне зоны влияния аномалии электропроводности, а точка P — в ее пределах, соотношение (23) переходит в известное линейное соответствие Шмукера между аномальной (индекс "a") и нормальной (индекс "n") частями поля вариаций:

$$H_a = \alpha_{11} H_n + \alpha_{12} D_n + \alpha_{13} Z_n,$$

$$D_a = \alpha_{21} H_n + \alpha_{22} D_n + \alpha_{23} Z_n, \quad (24)$$

$$Z_a = \alpha_{31} H_n + \alpha_{32} D_n + \alpha_{33} Z_n.$$

Определение всех компонент матрицы α_{ik} является конечной целью обработки материалов наблюдений МВП. Однако для своей реализации этот путь требует обширных синхронных площадных наблюдений и громоздких вычислений. По этой причине в МВП было предложено ряд других упрощенных методик обработки, основанных на дополнительных упрощающих предположениях как об источнике поля, так и о характере распределения аномальной электропроводности. Однако здесь мы не будем касаться этих упрощенных методик, неоднократно рассматриваемых ранее [2, 4, 8].

Для нас важно подчеркнуть, что соотношения (23) и (24) являются основополагающими в методе МВП, и указать на то условие, которое необходимо для их получения, а именно: возможность аппроксимации первичного падающего поля единственной плоской волной с единичным вектором \vec{s} .

Физической предпосылкой для успешного применения соотношения (24) является предположение, что размеры источников вариаций значительно пре- восходят размеры локальной аномалии электропроводности, что позволяет рассматривать однородное индуцирующее поле. Это предположение приводит к тому, что коэффициенты линейного соответствия (24) действительно зависят лишь от частоты и распределения электропроводности.

Таким образом, обычно используемые в практике МТЗ и МВП линейные связи между компонентами электромагнитного поля, когда коэффициенты ли-

нейного соответствия зависят только от частоты ω и распределения проводимости G , требуют для своего применения определенных предположений, которые, возможно, и являются одной из причин разброса значений при их экспериментальном определении. Однако количественные оценки степени влияния этих упрощающих предположений на экспериментально определяемые информативные параметры нуждаются в дальнейшем изучении.

Л и т е р а т у р а

1. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965. 382 с.
2. Бердичевский М.Н., Йданов М.С., Файнберг Э.Б. Функции электропроводности в магнитотеллурическом и магнитовариационном методах. Препринт ИЗМИРАН, 1974, № 19 (104). 8 с.
3. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 574 с.
4. Рокитянский И.И., Шуман В.Н. О представлении данных наблюдения магнитовариационного профилирования в одной точке. - Геофиз. об. АН УССР, 1974, вып. 57, с. 10-15.
5. Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961. 197 с.
6. Devaney A.J., Wolf E. Multiple expansions and plane wave representations of the electromagnetic field. - J. Math. Phys., 1974, 15, № 2, p. 234-244.
7. Lillie F.E.M. and Bennett D.J. Linear relationships in geomagnetic variation studies. - Phys. of the Earth and Pl. Intern., 1973, N 7, p. 9-14.
8. Schmucker U. Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. - Bull. Scrips. Inst. of Oceanogr., 1970, fasc. 13, p. 18-22.

УДК 552.1:53

В.С.Сизоненко, А.Ф.Сергатюк, С.П.Фуртак

Институт геологии и геохимии горючих ископаемых АН УССР,
Научно-техническое объединение "Термоприбор", Львов

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЧАСТОТНО-ЕМКОСТНОЙ ДИСПЕРСИИ ДЛЯ АНАЛИЗА СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГОРНЫХ ПОРОД

Исследования вызванной поляризации (ВП) ионопроводящих горных пород - коллекторов нефти и газа указывают на сложность этого явления, обусловленную одновременным протеканием нескольких различных по природе поляризационных процессов в твердой и жидкой фазах породы, а также на границах их раздела.

Различие природы процессов дает основание предполагать также и различный характер их связей с петрографическими, в частности с представляющими особый интерес коллекторскими свойствами осадочных пород. Именно поэтому повышение информативности метода ВП связывается с возможностью разделения сложного поляризационного процесса на составляющие и изучения связей таких свойств (например, пористости и проницаемости)

с амплитудными и временными параметрами каждого из выделенных "элементарных" процессов.

На практике при экспериментальных исследованиях подобного рода такое разделение обычно реализуется аппроксимацией кривых спада ВП экспоненциальным рядом вида [1-3]

$$U_{Bn} = \sum_{i=1}^n A_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (1)$$

с определением амплитудных (A_i) и временных (τ_i) параметров каждого ряда графоаналитическим способом по методике [6].

Однако выделение членов ряда с малыми постоянными временем по указанной методике затруднительно из-за невозможности достаточно точно перестройки экспериментальных кривых спада ВП в полулогарифмическом масштабе в их наиболее крутой части, записанной непосредственно после выключения поляризующего поля. В связи с этим упомянутый метод разделения обладает слабой разрешающей способностью именно в отношении быстро-протекающих процессов ВП, изучению связи которых с петрофизическими характеристиками горных пород уделяется в последнее время значительное внимание [2, 3, 5].

Рассмотрим возможность дифференциации процессов ВП, в том числе и относительно быстрых, на основе анализа кривых частотно-емкостной дисперсии $C(\omega)$ или частотной зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$. Такая возможность принципиально существует вследствие того, что вызванная поляризация – в сущности переходной процесс, и частотная дисперсия емкости или диэлектрической проницаемости имеют общий механизм, в основе которого лежит одна и та же зависимость и процессов ВП и эффективной емкости (диэлектрической проницаемости) от времени действия электрического поля на образец горной породы. Если он помещен между плоскими электродами, то в первом приближении может быть отождествлен с конденсатором с утечкой, где электроды – обкладки конденсатора, а горная порода – диэлектрик.

Известно, что в переменном электрическом поле между поляризацией и напряженностью приложенного электрического поля имеется сдвиг фаз, обусловленный диэлектрическими потерями. В этом случае диэлектрическая проницаемость – величина комплексная ($\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$); диэлектрические потери пропорциональны ее мнимой части (ϵ''), а емкость – действительной (ϵ').

С увеличением частоты поля уменьшается его период T и соотношение $\tau_i \geq T$ (τ_i – постоянная времени i -го процесса ВП) становится справедливым для все большего числа элементарных процессов ВП, которые не успевают полностью развиваться за время T . При этом уменьшается эффективная емкость за счет убывания ϵ' в связи с относительно быстрым затуханием процессов поляризации с большими постоянными времени.

Представим эквивалентную схему горной породы, помещенной между обкладками - электродами, по аналогии с диэлектриками в виде сочетания элементов электрической цепи с сосредоточенными параметрами - емкости C и сопротивления R . Частотная зависимость величины эффективной емкости C такого измерительного конденсатора, как известно, имеет вид

$$C = |k| C_0, \quad (2)$$

где $|k|$ - модуль передаточной функции; C_0 - емкость конденсатора при постоянном напряжении ($\omega = 0$).

Согласно [9] для интегрирующей RC -цепи, соответствующей составленной эквивалентной схеме,

$$k\omega = \frac{1}{1 + j\omega\tau}, \quad (3)$$

где τ - постоянная времени RC -цепи; ω - круговая частота ($\omega = 2\pi f$). Из (2) и (3) после простых преобразований получаем

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что

$$\omega_i = \frac{1}{\tau_i}, \quad C = \frac{C_0}{\sqrt{2}} = 0,71 C_0 \quad \text{и} \quad \tau_i = \frac{1}{2\pi f_i}. \quad (5)$$

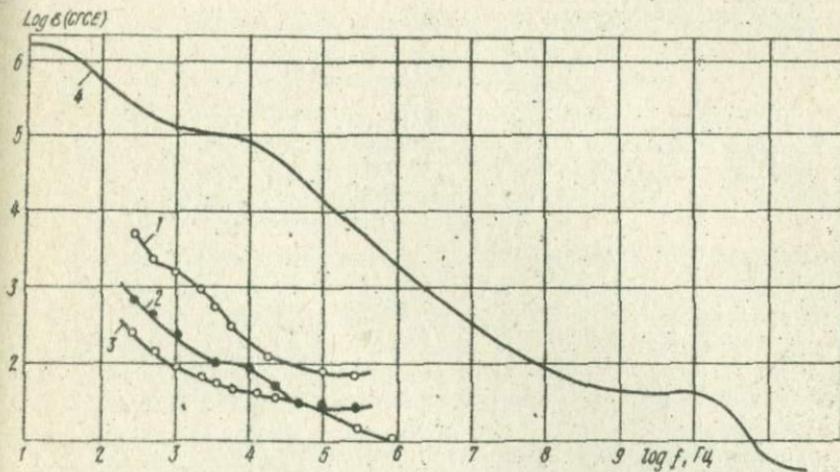


Рис. 1. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости:
1 - суспензия каолина; 2 - кварцевая диафрагма ($a' = 9$ мк, рН 5,5);
3 - суспензия талька (по Т.Л.Челидзе); 4 - мускульная ткань (по Г.Шивану).

Здесь f_c — критическая частота на уровне $0,71 C_0$. С помощью формулы (5) по данным кривых частотной дисперсии емкости легко найти величины τ , для всех "элементарных" процессов ВП. Из соотношения (5) следует также, что возможности определения амплитудно-частотных характеристик "элементарных" процессов ВП находятся в зависимости от степени проявления на кривых частотной зависимости ε и C морфологических особенностей, отражающих каждый из таких процессов, т.е. наличия на них соответствующих перегибов.

Такие особенности, очевидно, свойственны всем частотным кривым, отражающим сложный характер поляризации соответствующими областями дисперсии ε или C .

На рис. I приведены кривые частотной дисперсии суспензии каолина, кварцевой диафрагмы ($a' = 9 \text{ мк}$, pH 5,5) и суспензии талька по Т.Б.Челидзе [6], а также аналогичные зависимости, свойственные биологическим объектам (мышечной ткани) по Г.Швану [10], где характер изменения кривых позволяет вычислить параметры процессов, ответственных за дисперсию ε в определенных частотных интервалах.

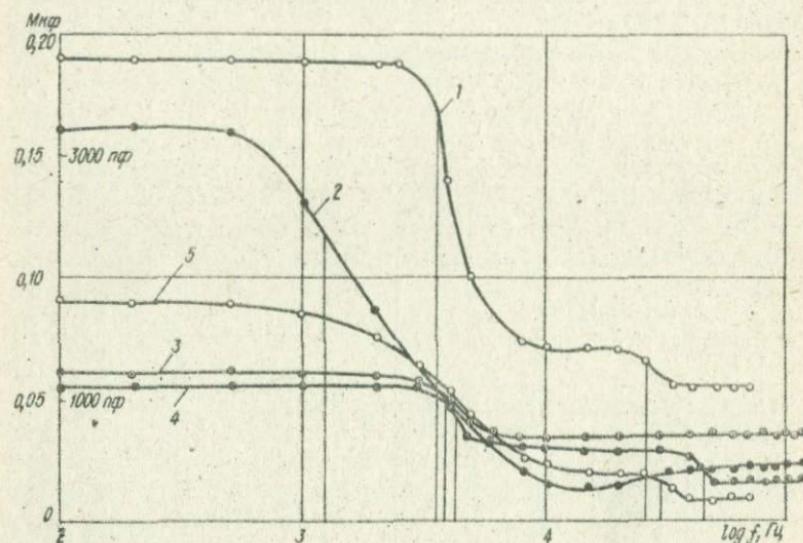


Рис. 2. Частотно-емкостные зависимости влагонасыщенного (1) и сухого (5) алевролита, влагонасыщенных известняка (2), песчаника (3) и туфа (4). Шкала в пикофарадах относится к сухому алевролиту (5).

На рис. 2 приведены примеры кривых частотно-емкостной дисперсии, полученных нами на некоторых основных петрографических разностях осадочных пород по методике, описанной в работе [6]. Подготовительные опе-

рации над исследуемыми образцами – обессоливание, насыщение под вакуумом, так же как и измерение их емкости, проводились в идентичных условиях.

Рис. 2 иллюстрирует способ определения амплитуд и постоянных времени каждого из выделенных поляризационных процессов с использованием соотношения (5). Последние приведены в таблице.

Определение постоянных времени процессов ВП

Номер образца	Литологическое описание	Пористость	$f_{0,71}$, кГц	τ_i , с $\cdot 10^{-6}$	Примечание
II8	Алевролит плотный	12,4	3,6	44,0	Насыщенный дистиллированной водой
II8	То же	12,4	26,0	6,1	То же
II8	" "	12,4	2,55	62,0	Просушенный после насыщения при $t = 20^{\circ}\text{C}$ в течение суток
210	Известняк плотный	12,4	27,5	5,8	То же
1004	Песчаник известковый	10,6	3,8	42,0	Насыщенный дистиллированной водой
105	Туф пестроцветный, плотный	14,3	1,23	129,0	То же
105	То же	20,2	4,15	38,0	" "
		20,2	43,0	3,7	" "

Результаты определения указанных параметров и их сопоставления с амплитудно-временными характеристиками, полученными при спектральном анализе по М.П.Симорю [6], приводят к следующим выводам.

1. Существует возможность использования кривых частотно-емкостной дисперсии для дополнения результатов разложения кривых спада ВП в спектр экспонент графоаналитическим способом (по М.П.Симорю), который, как указывалось, слабо чувствителен к выделению членов ряда с малыми постоянными временем.

2. В изучаемом интервале частот ($10^2 - 10^5$ Гц) и соответствующем ему интервале времени (10 – 10 мкс) проявляются процессы с постоянными временем, превышающими таковые всех видов поляризации твердых диэлектриков. Согласно [10], объемная поляризация минералогической фазы в породе-коллекторе не проявляется на частотах ниже 100 кГц. Следовательно, имеется основание считать эти процессы, связанными с внутриворовой жидкостью и областью ее раздела с твердой фазой.

3. Характер изменения частотно-емкостных кривых свидетельствует об их различиях, которые можно связать с особенностями строения двойного электрического слоя на границе раздела фаз, определяемого литолого-коллекторскими особенностями каждого из образцов.

4. Наиболее быстрый процесс, проявляющийся в области 20–50 кГц (рис. 1, кривые 2, 4, 5), имеет постоянную времени 5–6 мкс). Однако

для некоторых образцов песчаников с известковым цементом и известняков (см. рис. 2, кривые 2, 3) отмечается отсутствие дисперсии C в этой области. Согласно [8], "быстрая" компонента спада ВП с постоянной времени около 10^{-5} с связана с восстановлением ориентации диполей воды двойного слоя в области фазовой границы, имеющей вид тонкой гидратной оболочки, обволакивающей зерна породы. Поскольку эти процессы не выделяются и гравианалитическим методом, можно предположить, что причиной этого является не низкая разрешающая способность этого метода к выделению быстропротекающих процессов ВП, а скорее всего их отсутствие, подтверждаемое отсутствием дисперсии C .

Таким образом, наличие или отсутствие быстрой составляющей ВП может свидетельствовать о некоторых особенностях строения межфазной границы, характеризующих степень заполнения^{*} порового пространства насыщающей жидкостью и адсорбцию на поверхности минералогической фазы, определяемых ее кристаллохимией и емкостными свойствами породы-коллектора.

Последнее может быть положено в основу диагностического признака при изучении коллекторских свойств пород садочного происхождения с использованием скважинных измерений быстропротекающих процессов ВП.

Л и т е р а т у р а

1. Варфоломеева Е.К. К вопросу о возможности расчленения разрезов по геофизическим наблюдениям. - В кн.: Аппаратура, методика и интерпретация геофизических наблюдений. 1971, вып. 5, с. 91-94.
2. Варфоломеева Е.К. Некоторые результаты изучения влияния глины на амплитудные и временные параметры спада ВП в миллисекундном режиме измерений. - В кн.: Аппаратура, методика и интерпретация геофизических наблюдений. 1971, вып. 5, с. 94-101.
3. Каравас А.П. и др. О связи ранней стадии вызванной поляризации со свойствами минералов. - Физика Земли, 1971, № 2, с. 59-64.
4. Нечеева Г.П. Результаты изучения временных характеристик вызванной поляризации. - Вестн. Москов. ун-та. Геология, 1966, № 5, с. 84-89.
5. Сергатюк А.Ф., Сизоненко В.С. Некоторые результаты изучения переходных процессов ВП и их связи с емкостными характеристиками коллекторов. - В кн.: Новые данные о геофизических исследованиях на Украине. К., 1974, с. 150-155.
6. Симо М.П. Определение передаточных функций по временным характеристикам минерализованных систем. - Приборостроение, 1958, № 3, с. 89-93.
7. Смелов А.А., Сейфуллин Р.С. Некоторые результаты лабораторного изучения параметров спада вызванной поляризации. - В кн.: Вопросы рудной геофизики в Казахстане, 1968, № 2, с. 112-117.
8. Чантуришвили Л.С., Челидзе Т.Д., Челишвили М.Л. Горные породы в физических полях. Тбилиси. Мегинереба, 1971. 230 с.
9. Шестов Н.С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. М., Сов. радио, 1967. 193 с.
10. Schwan H. Electrical properties of tissues and cell suspensions. - Adv. Biol. and Med. Phys., 1957, N 5, p. 49-58.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЦИФРОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН ДЛЯ ВНЕСЕНИЯ ПОПРАВОК В ПОКАЗАНИЯ ГМ И НГМ

Для определения коллекторских свойств горных пород довольно часто применяются данные гамма (ГМ) и нейтронного гамма (НГМ) методов. В показания методов приходится вносить поправки за влияние различных искажающих факторов: инерционность аппаратуры, диаметр скважины, минерализация бурового раствора, глинистая корка и др. Определение поправочных коэффициентов осуществляется с помощью номограмм *Л-47*. Этот трудоемкий процесс может быть реализован на вычислительных машинах как один из этапов автоматизации процесса интерпретации данных радиометрии скважин.

При составлении соответствующих алгоритмов номограммы должны быть преобразованы, как правило, в форму, удобную для ввода в память машины: в виде цифровых матриц либо аналитических выражений. В первом случае требуется предусмотреть в алгоритме соответствующие операции для поиска промежуточных значений входных векторов и ответного поля поправочных коэффициентов. Поэтому более рационально представлять номограммы в аналитической форме. Однако в литературе приведены лишь графики поправочных коэффициентов и в основном без указания формул, используемых для их расчета. Номограммы поправочных коэффициентов, широко применяемые для внесения поправок в показания ГМ и НГМ, были аппроксимированы нами в виде полиномиальных уравнений (с помощью программы множественного регрессивного анализа на ЭВМ "Минск-22"). Точность определения поправочных коэффициентов по вычисленным уравнениям (таблица) достаточно высока: относительная погрешность определения поправочных коэффициентов составляет около 0,15–0,85%.

Следует отметить, что для достижения высокой степени аппроксимации зависимость поправочного коэффициента β_g от мощности пласта h и произведения постоянной τ интегрирующей ячейки на скорость измерения v была ограничена областью $v\tau \geq 500 \text{ м}\cdot\text{с}/\text{ч}$ и $h = 0,4\text{--}4,0 \text{ м}$.

Аналогичным образом была ограничена и зависимость поправочного коэффициента β_g от диаметра d_c (мм) скважины и соотношения π радиоактивностей горных пород и бурового раствора: $d_c \geq 100 \text{ мм}$ и $\pi \leq 10$. Зависимость поправочного коэффициента β_{ng} , h_{ek} от толщины глинистой корки h_{ek} и суммарного водородосодержания ω_x породы для номинального диаметра скважины $d_n = 5\frac{3}{4}''$ отсутствует (в литературе не приводится). Поскольку скважины с таким диаметром имеются, уравнение этой зависимости нами получено (таблица). Значения параметров β_{ng} , h_{ek} , d_c и ω_x для расчета данного уравнения находились следующим путем. С помощью уравнений (8) – (10) для разных h_{ek} при заданном ω_x вычислялись зна-

Уравнения поправочных коэффициентов

Вид номограммы	Аналитическая форма номограммы	Погрешность	Индекс корреляции
$\eta_f = f(h, \ln \nu r)$ (17, с. 104, рис. 35)	$\ln \eta_f = -5,263737 + 1,674785 \ln \nu r -$ $-1,593595 \ln h - 0,1344307 (\ln \nu r)^2 +$ (1) 0,025 0,999 $+ 0,2737056 \ln h \ln \nu r - 0,1805954 (\ln h)^2$		
$\eta_f = f(d_c, n)$ (187, с. 103, рис. 35)	$\ln \eta_f = 0,008676333 - 0,1860986 \ln n -$ $- 0,09170476 (\ln n)^2 + 0,102119 \ln n \ln d_c -$ (2) 0,022 0,999 $- 0,002718403 (\ln d_c)^2$		
$\eta_{\rho_p} = f(\rho_p, d_H)$ (27, с. 180, рис. II7)	$\eta_{\rho_p} = 1,012917 + 0,03482537 \ln \rho_p +$ $+ 0,000005062542 d_H - 0,0207917 (\ln \rho_p)^2 -$ $- 0,0002770786 d_H \ln \rho_p - 0,000000213354 d_H^2 -$ (3) 0,005 0,998 $- 0,0043413 (\ln \rho_p)^3 + 0,0000012045 d_H^2 \ln \rho_p$		
	Для случая измерений аппаратурой НГК-53, 55 и 57		
$\eta_{\nu r} = f(d_c, \omega_Z)$ (17, с. II3, рис. 71) $d_H = 5 \frac{3}{4}"$	$\eta_{\nu r,d} = -1,501082 + 0,02424219 d_c +$ $+ 0,02354411 \omega_Z - 0,00004953631 d_c^2 -$ (4) 0,008 0,997 $- 0,00001794792 d_c \omega_Z + 0,000087354 \omega_Z^2$		
$d = f(d_c, \omega_Z)$ (17, с. II3, рис. 71) $d_H = 7 \frac{3}{4}"$	$\eta_{\nu r,d} = -0,316981 + 0,008382139 d_c +$ $+ 0,01855819 \omega_Z - 0,000008509713 d_c^2 -$ (5) 0,009 0,997 $- 0,0001094036 d_c \omega_Z + 0,0000896866 \omega_Z^2$		
$\eta_{\nu r}, d = f(d_c, \omega_Z)$	$\eta_{\nu r,d} = -0,3500789 + 0,00766871 d_c +$		

(17), с. II3,	$+ 0,01457278 \omega_{\Sigma} - 0,00000904906 d_c^2 -$	(6)	0,002	0,999
рис. 71) $d_H = 9 \frac{3}{4}"$	$- 0,000059202 d_c \omega_{\Sigma} + 0,000003331999 \omega_{\Sigma}^2$			
$\eta_{n_f, h_{2K}} = f(h_{2K}, \omega_{\Sigma})$	$\eta_{n_f, h_{2K}} = 1,000988 + 0,0445416 h_{2K} +$			
$d_H = 5 \frac{3}{4}"$	$+ 0,000309757 \omega_{\Sigma} - 0,001299377 h_{2K} \omega_{\Sigma} -$	(7)	0,003	0,997
	$- 0,00001353175 \omega_{\Sigma}^2$			
$\eta_{n_f, h_{2K}} = f(h_{2K}, \omega_{\Sigma})$	$\eta_{n_f, h_{2K}} = 1,00666 + 0,07693313 h_{2K} -$			
(17), с. II5,	$- 0,000616806 \omega_{\Sigma} - 0,001676856 h_{2K} \omega_{\Sigma} -$	(8)	0,003	0,998
рис. 74) $d_H = 7 \frac{3}{4}"$	$- 0,006510136 h_{2K}^2 - 0,000006705588 \omega_{\Sigma}^2$			
$\eta_{n_f, h_{2K}} = f(h_{2K}, \omega_{\Sigma})$	$\eta_{n_f, h_{2K}} = 1,013426 + 0,1023514 h_{2K} -$			
(17), с. II5,	$- 0,0011303854 \omega_{\Sigma} - 0,0109117 h_{2K}^2 -$	(9)	0,005	0,998
рис. 74) $d_H = 9 \frac{3}{4}"$	$- 0,001973314 h_{2K} \omega_{\Sigma} + 0,00001849856 \omega_{\Sigma}^2$			
$\eta_{n_f, h_{2K}} = f(h_{2K}, \omega_{\Sigma})$	$\eta_{n_f, h_{2K}} = 1,014996 + 0,1306941 h_{2K} -$			
(17), с. II6,	$- 0,001939925 \omega_{\Sigma} - 0,0108632 h_{2K}^2 -$	(10)	0,006	0,998
рис. 75) $d_H = 11 \frac{3}{4}"$	$- 0,002780344 h_{2K} \omega_{\Sigma} + 0,00004089903 \omega_{\Sigma}^2$			

Для случая измерений аппаратурой НГТК-60

$\eta_{n_f, d} = f(d_c, \omega_{\Sigma})$	$\eta_{n_f, d} = 0,1027136 + 0,005608383 d_c +$			
(17), с. II4,	$+ 0,02711325 \omega_{\Sigma} - 0,0001484027 d_c \omega_{\Sigma} +$	(II)	0,009	0,998
рис. 73)	$+ 0,00008101564 \omega_{\Sigma}^2$			

Окончание таблицы

126

Вид номограммы	Аналитическая форма номограммы	Погрешность	Индекс корреляции
$\eta_{n_f, h_{ek}} = f(h_{ek}, \omega_z)$ (ЛУ, с. II6, рис. 75) $d_H = 7 \frac{3}{4}''$	$\begin{aligned} \eta_{n_f, h_{ek}} = & 0,9989722 + 0,08695283 h_{ek} + \\ & + 0,0005023974 \omega_z - 0,007625006 h_{ek}^2 - \\ & - 0,001355921 h_{ek} \omega_z - 0,0000202965 \omega_z^2 \end{aligned}$	(12) 0,003	0,999
$\eta_{n_f, h_{ek}} = f(h_{ek}, \omega_z)$ (ЛУ, с. II6, рис. 75) $d_H = 9 \frac{3}{4}''$	$\begin{aligned} \eta_{n_f, h_{ek}} = & 1,002132 + 0,1536575 h_{ek} - 0,01330608 h_{ek}^2 - \\ & - 0,000165625 \omega_z - 0,002767692 h_{ek} \omega_z \end{aligned}$	(13) 0,005	0,999
$\eta_{n_f, h_{ek}} = f(h_{ek}, \omega_z)$ (ЛУ, с. II6, рис. 75) $d_H = 11 \frac{3}{4}''$	$\begin{aligned} \eta_{n_f, h_{ek}} = & 0,9912663 + 0,1511617 h_{ek} + \\ & + 0,0005324103 \omega_z - 0,003883327 h_{ek} \omega_z \end{aligned}$	(14) 0,007	0,999

чения $\Omega_{n_y, h_{2K}}$. Далее экстраполированием линии ω_x в системе координат $\Omega_{n_y, h_{2K}}$ и a_H определялась величина поправочного коэффициента для $d_H = \frac{3}{4}$.

Установленные аналитические выражения позволяют автоматизировать процесс учета поправок за влияние диаметра (σ_x и $\Omega_{n_y, d}$) скважины, глинистой корки ($\Omega_{n_y, h_{2K}}$) (диаметр в мм, а толщина глинистой корки в см), минерализации бурового раствора Ω_{ρ_p} , где ρ_p – сопротивление раствора и инерционность аппаратурой J_y . Учет влияния естественной радиоактивности на показания НГМ можно осуществить путем вычитания из значения вторичной гамма-активности J_{n_y} величины естественного гамма-излучения J_y (J_y и J_{n_y} , имп./мин) [1]. Если диаграммы НГМ эталонируются с помощью метода статистических характеристик разреза, показания выражают в эталонных единицах масштаба НГМ [5]. Когда интерпретация данных ГМ и НГМ выполняется в эталонных единицах, значения J_y можно привести к масштабу J_{n_y} , используя соотношение

$$J_y'' = \frac{\sigma_y d K_y (J_y - J_y^0)}{\sigma_{n_y} q K_{n_y}},$$

где σ_y и σ_{n_y} – новые масштабные единицы диаграмм ГМ (σ_y) и НГМ (σ_{n_y}), полученные после статистического эталонирования и выраженные в ширине классов эталонируемого участка диаграммы; d и q – количество единиц шкалы регистрации диаграмм ГМ (d) и НГМ (q) в одном классе; K_y и K_{n_y} – переходные коэффициенты (имп./мин) для диаграмм ГМ (K_y) и НГМ (K_{n_y}) (если J_y в имп., то σ_y , d , K_y следует приравнять единице; если J_{n_y} в имп., то $K_{n_y} = 1$); J_y^0 – отсчет по шкале диаграммы ГМ в единицах σ_y , соответствующий нулю масштаба регистрации.

При наличии приведенного соотношения и уравнений (1) – (14) (см. таблицу) процесс внесения поправок в показания методов ГМ и НГМ можно реализовать на сравнительно простых цифровых вычислительных машинах. Так, для ЭВМ "Наури-С", программа, составленная в алгоритмическом языке режима "ап", имеет следующий вид:

ап $a = a - (\delta \pi c s(\theta - \phi)) / \delta r s t$

- | | | |
|-----------------|-----------------|--------------|
| I допустим | $\pi = 0$ | $\eta = 0$ |
| 2 введем | тепримлдбчшищьт | |
| 3 введем | $a b$ | |
| 4 вычислим | a | |
| 5 допустим | $\eta = a$ | $z = \theta$ |
| 6 введем | $a b c g S$ | |
| 7 вычислим | a | |
| 8 допустим | $x = a$ | $z = \theta$ |
| 9 введем | $a b c g S$ | |
| 10 если $a = b$ | идти к 3 | |

II вычислим a
 I2 вычислим $l = m/1200$
 I3 если $t \geq l$ идти к 21
 I4 вычислим $b_1 = f(m, t)$
 I5 вычислим $\varphi = (\kappa + a)/2$
 I6 вычислим $u = (z + b)/2$
 I7 допустим $\kappa = x - z$
 I8 вычислим $x = (\kappa + \varphi(b_1 - 1))/b_1$
 I9 вычислим $z = (z + u(b_1 - 1))/b_1$
 20 идти к 22
 21 допустим $\kappa = x - z$
 22 вычислим $l = z/u$
 23 вычислим $\theta = f(l, \kappa)$
 24 вычислим $l = f(l, \theta)$
 25 вычислим $u = \gamma + (l - \theta)$
 26 вычислим $t = 0,1(m - \theta)/2$
 27 если $m \geq 247,65$ идти к 36
 28 если $m \geq 190$ идти к 40
 29 если $\theta \leq 150$ идти к 32
 30 вычислим $\theta = f(\theta, y)$
 31 идти к 33
 32 допустим $\theta = 1$
 33 если $t \leq 0$ идти к 47
 34 вычислим $t = f(t, y)$
 35 идти к 48
 36 вычислим $\theta = f(\theta, y)$
 37 если $t \leq 0$ идти к 47
 38 вычислим $t = f(t, y)$
 39 идти к 48
 40 если $\theta > 200$ идти к 43
 41 допустим $\theta = 1$
 42 идти к 44
 43 вычислим $\theta = f(\theta, y)$
 44 если $t \leq 0$ идти к 47
 45 вычислим $t = f(t, y)$
 46 идти к 48
 47 допустим $t = 1$
 48 вычислим $x = x\theta t$
 49 вычислим $z = zu$
 50 печатаем с 9 знаками $x z$
 51 вставим $H = H + 1$
 52 если $c = \sigma$ идти к 3
 53 если $H < c$ идти к 8

54 интервал 3

55 идти к I

исполним I

В алгоритме приняты обозначения

$$m = d_n^l, \quad c = d_c, \quad M = vt, \quad z = h, \quad s = K_n^{nax}(\omega_x),$$

$$p = q, \quad d = d, \quad b = J_y, \quad o = Q_y, \quad T = G_y, \quad \delta = G_{ny},$$

$$a = J_{ny}, \quad \theta = J_y, \quad \phi = J_y^0, \quad w = K_y, \quad u = K_{ny};$$

ψ - коэффициент за количество и тип счетчиков в каналах ГМ и НГМ;

u - радиоактивность бурового раствора или показания против пласта слабоглинистой породы (известняка);

l - значение номинального диаметра d_n скважины, к которому приводятся показания J_y ;

l - граничная мощность пластов, показания (J_{ny} и J_y) которых не требуется исправлять за влияние инерционности аппарата;

ϱ - количество интерпретируемых пластов;

φ, ψ - средние значения J_{ny} и J_y вмещающих пород.

Некоторые из букв использованы для обозначения разных параметров: $t =$
 $= Q_{ny, h_{nk}}$ (в операторах 47 и 48 и как функция в зависимостях вида $t =$
 $= f(t, y)$), $\psi(l) = Q_y$ (операторы 24 и 25), $t = h_{nk}$ (в операторах 26,
33, 37, 44 и в качестве аргумента в зависимостях вида $t = f(t, y)$),
 $\partial = Q_{ny, d}$ (в операторах 32, 48 и как функция в зависимостях вида $\partial =$
 $= f(\partial, y)$; в качестве аргумента этих зависимостей используется $\partial =$
 $= d_c$). В операторах 14, 23, 24, 30, 34, 36, 38, 43 и 45 уравнения по-
правочных коэффициентов записаны в условной форме. При вводе программы
в память машины в этих операторах должны быть указаны конкретные урав-
нения, приведенные в таблице.

Заметим, что указанный алгоритм составлен для обработки данных ра-
диометрии скважин в условиях высокоминерализованных буровых растворов
карбонатных отложений мексиканского и подсолевого комплексов месторожде-
ний Приятской впадины. В этих условиях сопротивление бурового раствора
ближко к постоянной величине - 0,05 Омм. Поэтому внесение одинаковых по-
правок в значения J_{ny} представляется нецелесообразным. Алгоритм авто-
матизирует процесс внесения поправок в показания J_{ny} и J_y только для
пластов с известной пористостью, характеристики которых нужно использо-
вать для установления разных корреляционных зависимостей. Тем не менее
программу можно использовать и для внесения поправок в показания методов
радиометрии скважин при сплошной интерпретации разреза. В этом случае
уравнение зависимости вида $K_n^{nax} = f(J_{ny})$, по которому будет осущест-
вляться приближенная оценка пористости для пластов, не имеющих лаборатор-
ных определений данного параметра, следует ввести в оператор II (узлов-

ная форма $y = f(\sigma)$, а предыдущее действие этого оператора - в оператор IO (условие $\sigma = 0$ исключить). Также необходимо исключить все действия с буквой S (ω_x) в операторах 6, 8 и 9.

Таким образом, представление номограмм в виде аналитических выражений более рационально по сравнению с числовыми матрицами, поскольку позволяет упростить процесс программирования и автоматизировать внесение разного рода поправок в показания нейтронного гамма- и гамма-методов с помощью простых вычислительных машин.

Л и т е р а т у р а

1. Вендельштейн Б.Ю., Ларинов В.В. Использование данных промысловой геофизики при подсчете запасов нефти и газа. М., Недра, 1964. 195 с.
2. Дахнов В.Н. Интерпретация результатов геофизических исследований скважин. М., Недра, 1972, 546 с.
3. Ларинов В.В. Радиометрия скважин. М., Недра, 1969. 326 с.
4. Латышева М.Г. Практическое руководство по интерпретации диаграмм геофизических методов исследования скважин. М., Недра, 1966. 170 с.
5. Лахнук В.М. Экспресс-метод учета влияния естественной радиоактивности на показания НГМ. - Научн.-производств. со."Нефтяная и газовая промышленность", 1972, № 2, с. 10-12.

УДК 550.832

Л.И.Борейша

Киевская экспедиция УкрНИГРИ

ПРОГРАММА РЕДАКТИРОВАНИЯ КАРТОТАЖНЫХ ДИАГРАММ "РДПЛК".

В производственных экспедициях по геофизическим исследованиям скважин для регистрации информации в цифровой форме используется каротажный преобразователь ПЛК-4^{*}.

В тематической партии УкрНИГРИ выполнена работа по созданию программы-редактора "РДПЛК", осуществляющей первичную обработку каротажных диаграмм для ЭВМ "Минск-32".

Скважинный преобразователь ПЛК-4 в процессе проведения каротажа на буровой производит запись каротажных диаграмм в цифровом виде в двоичной системе счисления на пятидорожечную перфоленту. Перфолента разбивается на зоны нажатием соответствующей кнопки на пульте ПЛК-4. Каждая зона ограничена с двух сторон символами "граница". Запись на перфоленте фиксируется с упаковкой до четырех параметров в одну ячейку. Участок перфоленты, полученной при регистрации одной или нескольких кривых за один спуск подъем, называется записью.

Следовательно, запись - это цифровой аналог каротажной диаграммы на одном интервале исследования. Запись состоит из одной калибровочной зоны, где перед началом исследования фиксируется нуль и стандарт - сиг-

*Горин А.З. Программа редактирования первичных каротажных диаграмм (Р-29) для БЭСМ-4. М., Центральная геофизическая экспедиция. 68 с.

наль, и одной информационной зоны с данными об изменении регистрируемых параметров с глубиной.

В зависимости от позиции переключателя "каналы ПЛК" запись содержит информацию об одной, двух или четырех каротажных кривых.

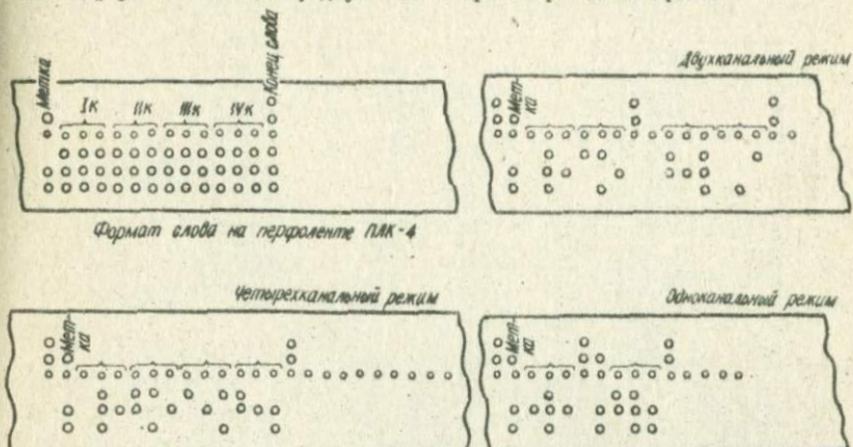


Рис. I. Формат слова на перфоленте ПЛК-4.

В каждой точке квантования на перфоленте формируется слово, формат которого при четырех-, двух- и одноканальной записи изображен на рис. I. Независимо от канальности слово содержит в первой строке код знака числа, который используется как признак прихода метки с кабеля. Для изображения величины параметра в каждом канале отведено 8 разрядов в 3 строках: 1-8 - двоичные разряды мантиссы числа, 9 - разряд-признак масштаба I:10.

Программа предполагает, что количество слов в зоне не превышает 5000. Это при масштабе записи I+200 и шаге преобразования 0,2 м соответствует интервалу в 1 км.

Блок-схема программы приведена на рис. 2. Алгоритм программы предусматривает ввод и обработку исходных данных, оформленных в виде двух таблиц - общая таблица сведений по скважине и конкретная таблица данных для записи (блоки 1-5). Затем вводится одна зона перфоленты (блок 7); при четырехканальной записи одно слово занимает 2,5 ячейки МОЗУ.

Программа анализирует канальность введенной кривой и формирует массив A (блоки 8,9). В одно слово этого массива упаковываются показания по всем каналам, регистрируемые в одной точке. Если в данной точке встретилась метка, число в ячейке A_п формируется отрицательное.

Следующий этап - формирование массива меток. Просматривается массив A и, во-первых, запоминается величина NПР - количество слов до первой метки, во-вторых, номера слов, в которых встретилась метка; составляется новый массив P_i - массив меток (блоки 12-14).

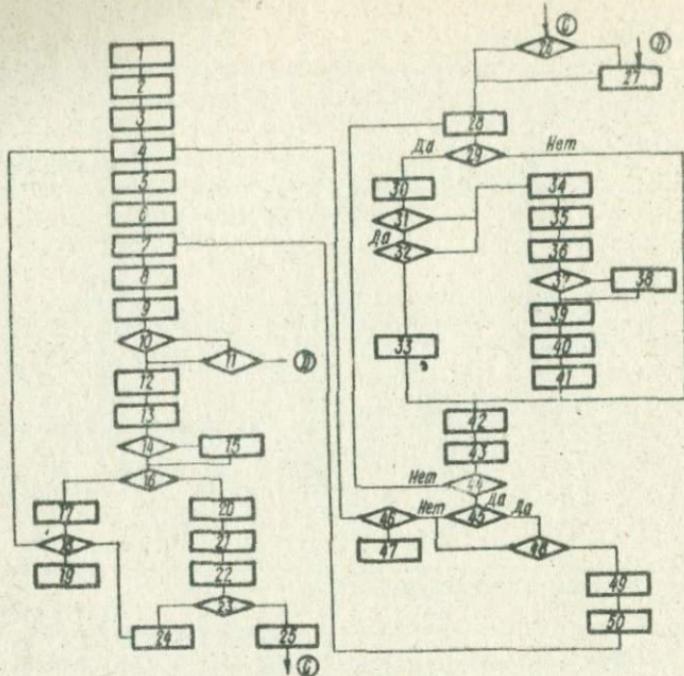


Рис. 2. Блок-схема программы "РДПЛК".

Кривая должна иметь не меньше двух меток. Программа проверяет это условие (блок 16). Если меток меньше двух, кривые обработке не подвергаются (блоки 17, 18 и переход к блоку 4).

Далее уточняется массив меток РГ (блок 20). Часто бывает, что некоторых меток нет или, наоборот, есть ложные метки. В этом случае в программе работает блок ликвидации ложных меток. В результате получается новый массив меток РІ с количеством слов, меньшим или равным первоначальному количеству слов.

Результатом являются также величины

$$S_{\varphi} = \sum DN' \quad \text{и} \quad S_T = \sum DN$$

фактическое и теоретическое количество точек между крайними метками (блок 21). Общее теоретическое количество слов по всей кривой может быть рассчитано по формуле

$$STU = \frac{H_{\text{ нач}} - H_{\text{ кон}}}{\Delta} + f,$$

где $H_{\text{ нач}}$ и $H_{\text{ кон}}$ — начальная и конечная глубины исследования; Δ — шаг квантования. Фактическое количество слов по всей кривой (КОЛСЛ) рассчитывается при переборе слов в массиве А.

Одним из показателей удовлетворительного качества каротажных кривых в программе принято количество меток, пропущенных в начале кривой (блок 23). В зависимости от этой величины уточняются глубины основных меток и подсчитывается величины начальной и конечной глубины кривых по каналам (блок 25):

$$Z_{\text{осн}}(j) = Z'_{\text{осн}}(j) - \Delta z_{\text{entier}} \left(\frac{DM}{\Delta z} \right);$$

$$Z_{\text{нач}}(j) = Z_{\text{осн}}(j) + DM,$$

$$Z_{\text{кон}}(j) = Z_{\text{нач}}(j) - \Delta (КОЛСЛ-1),$$

где j – количество каналов; $Z_{\text{осн}}(j)$ – заданные глубины основных меток; DM – интервал глубины до первой метки; Δz – заданное расстояние между метками.

Перед началом обработки программистом составляется шкала, содержащая информацию о наличии калибровочной зоны, сведения о необходимости обработки того или иного канала записи. Она имеет вид IIII, если задействованы все каналы и есть калибровка (блок 6). По шкале выясняется (логические узлы 10-11, 26-27, 31-32 и блоки 28, 29), нужно ли обрабатывать крайний справа канал. Если нет, производится сдвиг шкалы, сдвиг массива А (блоки 42, 43) по коэффициенту сдвига КСД, формирующемуся в программе после анализа величины канальности (блок 8). Если канал нужно обрабатывать, программа производит выборку массива (блок 30), нормализует его, производит умножение числа на кратность масштаба, если об этом имеется информация в девятом разряде двоичного слова (блок 30). Дальнейшая обработка нового массива (В) зависит от того, какая это зона.

Калибровочная зона обрабатывается по следующему алгоритму (блок 33). Перед началом регистрации диаграмм цена разряда каждого канала ПЛК устанавливается приблизительно равной 1 мм отклонения гальванометра соответствующего канала фоторегистратора. Для определения точного значения чувствительности каналов на перфоленту перед началом каротажа записываются калибровочные отклонения. Разделение стандарт-сигнала от нуль-сигнала при обработке калибровочной зоны производится путем сравнения значения в каждой точке со средним значением для данной кривой по всей зоне.

Расчет уточненного масштаба записи $n_r(j)$ в единицах параметра на 1 мм отклонения гальванометра производится по формуле

$$n_r(j) = n[j] \frac{l_{cr}[j]}{\sigma_{cr}[j] - \sigma_0[j]},$$

где $l_{cr}[j]$ – заданная величина стандарт-сигнала для j -ой кривой (мм) отклонения гальванометра; $\sigma_{cr}[j]$ – среднее значение стандарт-сигнала

в калибровочной зоне перфоленты; $\alpha_o[j]$ - среднее значение нуль-сигнала в калибровочной зоне.

Если при проведении каротажа калибровочные отклонения не записывались, масштаб записи не уточнялся, т.е.

$$n_r[j] = n[j].$$

Обработка информационной зоны (блок 34) заключается в переводе слов в геофизические единицы по формуле

$$B[i]n_r[j] + C_o[j],$$

где i - количество точек в массиве B ; $C_o[j]$ - начальное смещение.

Следующий этап в программе - проверка кривой на сбойные ординаты (блок 35). По диаграмме задаются значения B_{min} , B_{max} , и каждое слово из массива B сравнивается последовательно с этими значениями $B_{max} > B_i > B_{min}$.

Если это условие не выполняется для первых трех слов из массива, кривая бракуется, программа выдает соответствующее сообщение. Если сбойная ордината находится где-то в середине кривой, последняя заменяется значением предыдущей ординаты.

Последний этап в обработке информационной зоны - линейное интерполярирование значений массива B (блок 36). Разброс невязки производится по всей кривой между начальной и конечной глубинами. Затем производится "переворот" кривой (блок 39), поскольку последующая интерпретационная обработка диаграммы предусматривается сверху вниз, а записывалась кривая снизу вверх.

И наконец, запись кривой на магнитную ленту (блоки 40-41). В паспортное описание массива входит: название площади, номер скважины, количество точек на кривой STL , имя массива - его шифр, шаг квантования, глубины - начальная и конечная - участка исследования.

Для того чтобы прочесть информацию, записанную на магнитной ленте, нужно обратиться к программе "Чтен 2", работающей автономно от редактора.

УДК 550.36

В.В.Гордиенко, О.В.Завгородняя
Институт геофизики АН УССР, Киев

ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ МЕТОДА РТВ

Излагаются результаты определения теплового потока земли у поверхности методом редукции температурных волн (РТВ).

В соответствии с методикой $\Delta, 27$ были проведены измерения на трех полигонах. В пределах двух - Полтавского (10 точек) и Придукского (3 точ-

ки) температуры на глубинах 6-10 м определены экспедициями Института геологических наук АН УССР под руководством В.И.Лялько, на третьем - Киевском (3 точки) - авторами. Поставленные задачи несколько различались: в первых двух случаях проверялась применимость упрощенной методики, в третьем - исследования проводились в полном соответствии с методикой полевого варианта РТВ [2].

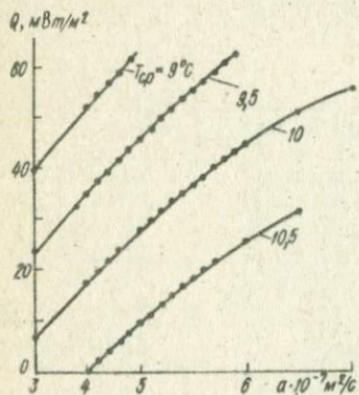


Рис. 1. Влияние температуропроводности и среднегодовой температуры на величину расчетного теплового потока.

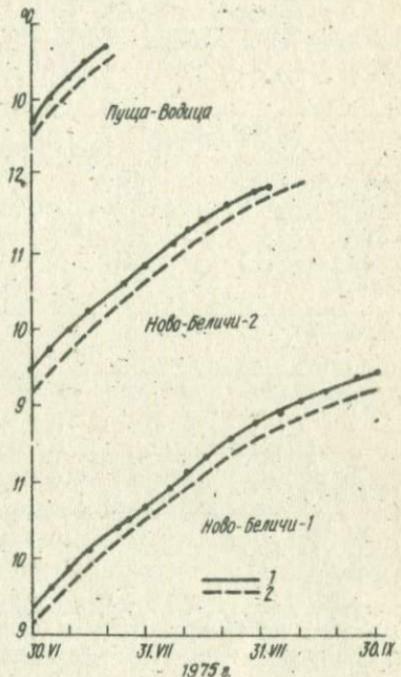


Рис. 2. Температуры в скважинах Киевского полигона: 1 - наблюдаемые; 2 - расчетные.

На Полтавском и Прилукском полигонах выполнялись однократные измерения температуры, что существенно сокращало время работ, но резко снижало точность определения потока. Появлялись дополнительные источники погрешностей: возможна ошибка измерения температуры, исключается определение температуропроводности (a) непосредственно в пункте измерения в конкретном интервале глубин. Кроме того, в данном случае далеко не во всех точках поверхностные условия соответствовали рекомендациям [2]. Для обработки результатов Полтавского и Прилукского полигонов использовались данные о температурах, полученные в 1971-1974 гг. на метеостанциях Прилуки, Полтава, Сумы и Веселый Подол. В случаях, когда точки измерений находились на сопоставимых расстояниях от двух метеостанций, расчеты выполнялись для двух вариантов. Получаемые по данным метеостанций значения температуропроводности в интервале 0,2-3,2 м и среднегодовой температуры ($T_{ср}$) на глубине 0,2 м несколько различались. Было

рассмотрено влияние возможных ошибок в определении этих параметров на величину расчетного теплового потока (см. рис. I).

Поскольку различия в значениях α и T_{sp} , связанные с использованием данных той или иной метеостанции, составляли соответственно $0,55 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и $0,31^\circ$, расчет теплового потока выполнялся для обоих вариантов и полученные результаты осреднялись.

Сопоставим полученные данные с результатами по скважинным измерениям теплового потока в тех же районах (табл. I).

Т а б л и ц а 1

Скважина Q_{PTB} , мВт/м ²		Скважина Q_{SKB} , мВт/м ²	
Сидоряч-19	63	Рыбальцы-105	38
Сидоряч-20	23	Рыбальцы-81	38
Ахтырка-13	29	Рыбальцы-4	46
Ахтырка-15	29	Рыбальцы-2	29
Ахтырка-14	14	Рыбальцы-10	31
Грунь-2а	16	Рыбальцы-16	31
Солоха-57	18	Солоха-27	38
		Солоха-4	38
Радченково-27	36	Радченково-16	49
		Радченково-29	42
		Радченково-30	42
Городцы-69	87	Сагайдак-9	65
Городцы-70	63	Сагайдак-2	46
Леляки-135	45	Леляки-9	46
Леляки-130	53	Леляки-8	41
Леляки-138	25	Леляки-10	42
		Леляки-100	38
$Q_{cp} = 38^{+18}$		$Q_{cp} = 41^{+7}$.	

Т а б л и ц а 2

Скважина	Глубина, м	Геотермический градиент, $^\circ\text{C}/100 \text{ м}$	Теплопроводность, Вт/м \cdot $^\circ\text{C}$	Тепловой поток, мВт/м ²
Феофания-1	5	4,1	1,25	51
Феофания-2	10,3	2,3	1,56	35
Ново-Беличи-1	5	4,3	1,24	54
Ново-Беличи-2	4,8	5	1,18	59
Пуша-Водица	4,3	4,2	1,09	46

$$Q_{cp} = 49^{+7}$$

Очевидно, что погрешность единичного определения теплового потока при упрощенной методике очень велика, и полученные результаты могут использоваться только для оценки средней величины Q в районе.

Таблица 3

Площадь	Q , мВт/м ²	$\frac{\Delta Q}{Q_{ср}}$	Площадь	Q , мВт/м ²	$\frac{\Delta Q}{Q_{ср}}$
Перга	31	17%	Кривой Рог	25	
"	23		"	29	
"	27		"	27	
"	38		"	33	
Коростышев	36	16%	"	33	
	29		"	33	
	36		"	31	13%
	35		"	24	
	27		"	20	
	27		"	41	
	32		"	29	
	21		"	36	
	23		"	31	
Слобода Воронково	42	14%	"	29	
	40		"		
	55				
Новомосковск	41	4%	Орехов	41	
	39			41	
	41			49	
	45			40	9%
				47	
				46	

Измерения на Киевском полигоне дополняли данные работы [2]. Они выполнены в трех скважинах на глубинах 4,3, 4,8 и 5 м. Сопоставление глубинных температур и данных о поверхностных температурах (0,2 м) позволили определить температуропроводность соответственно 9,5, 10,1 и $10,5 \cdot 10^{-7}$ м²/с. Среднегодовая температура ($10,1^{\circ}\text{C}$) существенно отличалась от вычисленной для 1968 г. [2]. Полученные результаты приведены на рис. 2 и в табл. 2.

Для сравнения был определен поток с использованием имеющихся температурных данных [3].

В двух скважинных в интервале 25–50 м определен геотермический градиент $2,8^{\circ}\text{C}/100$ м. Скважины пересекли песчано-глинистые отложения полтавского яруса со средней теплопроводностью $1,7 \text{ Вт}/\text{м}^{\circ}\text{C}$. Тепловой поток $-47 \text{ мВт}/\text{м}^2$. Таким образом, величины, полученные методом РТВ, вполне реальны.

Отклонения отдельных значений от среднего (в среднем около 14%) не отличаются от аналогичных величин при определении потока в скважинах. Соответствующие данные по некоторым площадям, в пределах которых аномалии, вероятно, отсутствуют, приведены в табл. 3.

Полученные результаты позволяют утверждать, что измерения теплового потока методом РТВ при выполнении всех методических требований приближаются по достоверности к измерениям в глубоких скважинах. Определя-

ния по упрощенной методике могут быть использованы для оценки средних тепловых потоков в районах, где длительные измерения приповерхностных температур по каким-либо причинам невозможны.

Л и т е р а т у р а

1. Гордиенко В.В., Завгородняя О.В. Определение теплового потока Земли у поверхности (метод РТВ). - Геоф. сб. АН УССР, 1976, № 72, с. 84-92.

2. Завгородняя О.В., Гордиенко В.В. О возможном полевом варианте определения теплового потока Земли методом редукции температурных волн. Докл. АН УССР. Сер. Б, 1976, № 6, с. 493-497.

3. Фролов И.М. Термический режим гелиотермозоны. М., Недра, 1966. 156 с.

УДК 550.85

Н.Г.Хатишвили

Институт геофизики АН ГССР, Тбилиси

ЧАСТОТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ

При исследовании электрических свойств (проводимость γ , диэлектрическая проницаемость ϵ , тангенс диэлектрических потерь $\tg\delta$) гетерогенных систем и, в частности, горных пород от температуры t и давления P применяют конденсаторный метод [1-5]. Основная трудность при этих исследованиях связана с отделением приэлектродных явлений от объемных. Поэтому авторы обходили этот вопрос. Очевидно, либо считают, что с давлением не происходит особых изменений в этом слое, либо принимают их как постоянную ошибку измерения*, хотя существует несколько методов, позволяющих либо учитывать, либо не брать во внимание приэлектродные явления методом замещения [6], варьирования толщины исследуемого образца [7], либо частотным методом [8]. Однако при исследованиях $\gamma(t, P)$, $\epsilon(t, P)$ горных пород этими методами встречаются значительные затруднения, помимо большой трудоемкости измерений и обработки. Поэтому в данной работе делается попытка обойти эти трудности, используя разную частотную зависимость приэлектродной области и объемной.

Для измерения горных пород нами использовался мост полных проводимостей типа МПШ-300, в котором применена параллельная схема замещения, поэтому для удобства вначале приведем формулы для пересчета значений, полученных при параллельном измерении, $R_{пар}$ и $C_{пар}$ в последовательные $R_{посл}$ и $C_{посл}$. С учетом, что измеренная проводимость $\gamma = \frac{1}{R}$,

$$R_{посл} = \frac{R_{пар}}{1 + (\omega R_{пар} C_{пар})^2},$$

* От поляризации электродов, которая возникает при измерениях на постоянном токе, в последнее время избавляются измерением на частоте 1 кГц.

$$C_{\text{посл}} = C_{\text{пар}} [1 + (\omega R_{\text{пар}} C_{\text{пар}})^2] .$$

При исследовании в переменных полях горную породу можно представить, как параллельную RC -цепочку, а приэлектродную область — как параллельную RC -цепочку с последовательным сопротивлением R_n . Следовательно, исследуемый нами образец с учетом электродов и приэлектродной области можно представить как две или три параллельные RC -цепочки, соединенные последовательно последовательным сопротивлением R_n . Для системы, когда число RC -цепочек изменяется от i до n , импеданс определяется выражением

$$Z = R_n + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{R_i}{1 + j\omega \tau_i} ,$$

где $\tau_i = R_i C_i$, $\omega = 2\pi f$.

Перепишем это выражение в более удобном для нас виде

$$Z = R_n + \sum_{i=1}^{i=n} R_i - \sum_{i=1}^{i=n} \frac{R_i(\omega \tau_i)^2}{1 + (\omega \tau_i)^2} - \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\omega \tau_i R_i}{1 + (\omega \tau_i)^2} . \quad (1)$$

Выразим импеданс через эквивалентные $R_{\text{посл}}$ и $C_{\text{посл}}$:

$$Z = R_{\text{посл}} - j \frac{1}{\omega C_{\text{посл}}} . \quad (2)$$

Приравнивая (1) и (2), получаем

$$R_{\text{посл}} = R_n + \sum_{i=1}^{i=n} R_i - \sum_{i=1}^{i=n} \frac{R_i(\omega \tau_i)^2}{1 + (\omega \tau_i)^2} , \quad (3)$$

$$\frac{1}{C_{\text{посл}}} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\omega^2 \tau_i R_i}{1 + (\omega \tau_i)^2} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{C_{\text{посл}, i}} . \quad (4)$$

И, следовательно,

$$\frac{1}{C_{\text{посл}, i}} = \frac{1}{C_i} \cdot \frac{(\omega \tau_i)^2}{1 + (\omega \tau_i)^2} = \frac{\omega^2 \tau_i R_i}{1 + (\omega \tau_i)^2} . \quad (5)$$

С учетом (5) выражение (3) можно переписать так:

$$R_{\text{посл}} = R_n + \sum_{i=1}^{i=n} R_i - \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\tau_i}{C_{\text{посл}, i}} . \quad (6)$$

Полученное выражение (6) в координатах $R_{посл}$, $\frac{1}{C_{посл}}$ – уравнение прямой, причем каждой частоте соответствует точка на этой прямой. Наклон прямой к оси абсцисс определяется значением τ . Следовательно, сколько будет RC -цепочек, столько прямых, проведенных под разным углом к оси абсцисс ($\frac{1}{C_{посл}}$). Таким образом, построенный в координатах $R_{посл}$ – $\frac{1}{C_{посл}}$ график дает возможность судить об исследуемой нами системе, т.е. сколько в ней областей с разным τ .

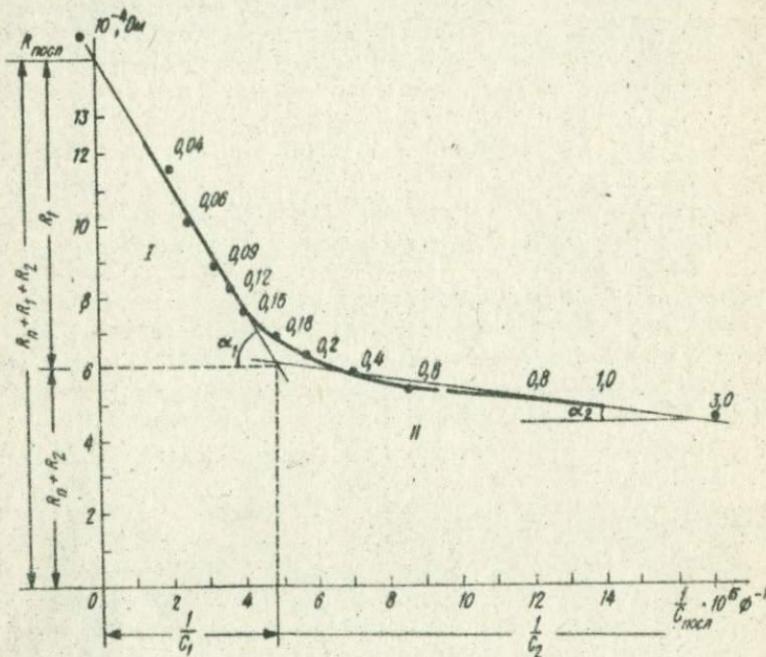


Рис. I. Зависимость $R_{посл} - \frac{1}{C_{посл}}$ для песчаника (0,04, 0,06 и т.д. частоты в КГц): $\operatorname{tg} \alpha_1 = \tau_1$, $\operatorname{tg} \alpha_2 = \tau_2$.

Рассмотрим на конкретном примере применимость наших модельных представлений. Для этого поместим исследуемый нами объект, в нашем случае – песчаник, между двумя электродами. Полученные экспериментальные результаты

$$\delta_{пар} = \varphi(f), \quad C_{пар} = \psi(f).$$

пересчитаем в $R_{посл}(f)$ и $C_{посл}(f)$, а затем построим график в координатах $R_{посл} - \frac{1}{C_{посл}}$. Как видно из рис. I, полученную кривую можно аппроксимировать двумя прямыми. Следовательно, нашу систему (образец-

электрод) можно представить как две параллельные RC -цепочки, соединенные последовательно с R_n , т.е. i пробегает значения 1,2 (рис. 2).

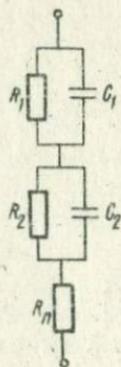


Рис.2. Эквивалентная схема для зависимости, приведенной на рис.1.

Согласно (6)

$$R_{\text{посл}} = R_n + R_1 + R_2 - \left(\frac{\tau_1}{C_{\text{посл},1}} + \frac{\tau_2}{C_{\text{посл},2}} \right). \quad (7)$$

Рассмотрим это выражение. Из экспериментального материала, полученного нами обычно, $\tau_1 \gg \tau_2$. Для такого случая возьмем два возможных варианта, когда

а) $\omega\tau_1 \ll 1$ и $\omega\tau_2 \ll 1$, б) $\omega\tau_1 \gg 1$ и $\omega\tau_2 \gg 1$.

а) При $\omega\tau_1 \ll 1$ и $\omega\tau_2 \ll 1$ из (5)

$$\frac{1}{C_{\text{посл},1}} = \frac{1}{C_1} \cdot \frac{(\omega\tau_1)^2}{1+(\omega\tau_1)^2} \approx \frac{(\omega\tau_1)^2}{C_1}; \quad \frac{1}{C_{\text{посл},2}} = \frac{1}{C_2} \cdot \frac{(\omega\tau_2)^2}{1+(\omega\tau_2)^2} \approx \frac{(\omega\tau_2)^2}{C_2}. \quad (8)$$

Если $C_1 \ll C_2$ или одного порядка, то из (8) следует, что

$$\frac{\tau_1}{C_{\text{посл},1}} \gg \frac{\tau_2}{C_{\text{посл},2}}. \quad (9)$$

Поэтому выражение (7) с учетом (9) и (4) можно переписать так:

$$R_{\text{посл}} = R_n + R_1 + R_2 - \frac{\tau_1}{C_{\text{посл}}}. \quad (10)$$

Полученное выражение (10) в координатах $R_{\text{посл}} - \frac{1}{C_{\text{посл}}}$ — уравнение прямой. Из (10) следует, что при $\omega=0$ с учетом (8) и (4) получаем

$\frac{1}{C_{\text{посл}}} = 0$, и, следовательно, $R_{\text{посл}} = R_1 + R_2$. Значит, пересечение прямой (10) с осью ординат дает значение $R_1 + R_2 = R^{\bar{I}}$, а наклон прямой к оси абсцисс – значение τ_1 (рис. I, участок I).

б) Значения C_1 и $R_1 + R_2$ можно определить следующим образом. При $\omega\tau_1 \gg 1$ из (8) определяем

$$C_{\text{посл},1} = C_1 \left[1 + (\omega\tau_1)^{-2} \right] \approx C_1 . \quad (II)$$

Подставляя (II) в (7), получаем

$$R_{\text{посл}} = R_1 + R_2 + \frac{R_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} - \frac{\tau_2}{C_{\text{посл}}} . \quad (12)$$

На высоких частотах $(\omega\tau_1)^2$ настолько возрастает, что величиной $\frac{R_1}{1 + (\omega\tau_1)^2}$ можно пренебречь по сравнению с $R_1 + R_2$, поэтому выражение (12) можно переписать без этого члена, т.е.

$$R_{\text{посл}} = R_1 + R_2 - \frac{\tau_2}{C_{\text{посл}}} . \quad (13)$$

Это выражение также является уравнением прямой в координатах

$R_{\text{посл}} - \frac{1}{C_{\text{посл}}}$, а наклон этой прямой дает значение τ_2 (рис. I, участок II). Координаты точек пересечения прямой (10) и (13) дают значения

$$R_{\text{посл}} = R_1 + R_2 = R^{\bar{I}}, \quad C_{\text{посл}} = C_1 . \quad (14)$$

Следовательно: $R_1 = R^{\bar{I}} - R^{\bar{I}}$. Проверку полученных значений R_1 и C_1 можно осуществить с помощью τ_1 , полученного из наклона прямой. Для определения R_1 , R_2 и C_2 рассмотрим случай б), когда $\omega\tau_1 \gg 1$ и $\omega\tau_2 \gg 1$. Подставляя (8) в (7), получаем

$$R_{\text{посл}} = R_1 + \frac{R_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{R_2}{1 + (\omega\tau_2)^2} . \quad (15)$$

На достаточно больших частотах, когда справедливо неравенство $R_1 \gg \frac{R_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{R_2}{1 + (\omega\tau_2)^2}$, тогда $R_{\text{посл}} \approx R_1$.

Определив таким образом R_1 и зная R_1 , можно найти R_2 из $R^{\bar{I}}$ или $R^{\bar{I}}$ (14). Наклон прямой (13) дает значение $\tau_2 = R_2 C_2$, откуда можно определить C_2 , с другой стороны, из (4)

$$\frac{1}{C_{\text{посл}}} = \frac{1}{C_{\text{посл},1}} + \frac{1}{C_{\text{посл},2}} ,$$

т.е. на высоких частотах предельное значение емкости $C_{\text{посл}}$ (т.е. когда прямая (13) достигает координаты $R_{\text{посл}} = R_1$) равно емкости последовательно соединенных конденсаторов.

Зная $\frac{1}{C_{\text{посл},1}}$ и $\frac{1}{C_{\text{посл},2}}$, можно определить и $\frac{1}{R_{\text{посл},2}}$. Ввиду большой трудоемкости нахождения всех параметров, даже для двух RC -цепочек, расчет запрограммирован на ЭВМ. Однако при определенном навыке построения графика в координатах $R_{\text{посл}} - \frac{1}{C_{\text{посл}}}$ можно быстро определить значения C_1 , R_1 , C_2 , R_2 , R_n из него.

Полученные нами результаты показывают, что на низких частотах, как и ожидалось, приэлектродная область сильно искажает объемную. Поэтому необходимо при исследовании $\gamma(P, t)$ или $\varepsilon(P, t)$ учитывать влияние приэлектродных (явлений) поправок в общую картину. При исследовании горных пород в условиях больших давлений и температуры предлагаемый метод выгодно отличается от метода варьирования по толщине и т. д., поскольку при его использовании всю информацию можно получить с одного образца. Этот метод применим не только для выделения приэлектродной области, как это делается в настоящей работе. В общем случае он применим для любых многослойных систем с различными τ .

Л и т е р а т у р а

1. Воларович М.П., Бондаренко А.Т., Пархоменко Э.И. Влияние давления на электрические свойства горных пород. - Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, 1962, вып. 23, с. 75-80.
2. Пархоменко Э.И. Электрические свойства горных пород. М., Наука, 1965. 164 с.
3. Хатиашвили Н.Г. К механизму влияния давления на диэлектрические потери увлажненных дисперсных систем. - Тр. Ин-та геофизики АН ГССР, 1974, вып. 33, с. 139-146.
4. Хатиашвили Н.Г. Влияние давления на диэлектрические потери некоторых дисперсных систем. - В кн.: Физические свойства горных пород при высоких температурах и давлениях. Тбилиси, 1974, с. 144-147.
5. Хатиашвили Н.Г. К механизму электропроводности размельченных горных пород, в напряженном состоянии. - Сообщ. АН ГССР, 1973, 72, № 3, с. 565-568.
6. Челидзе Т.Л. О влиянии поверхностных физико-химических факторов на диэлектрические свойства дисперсных систем. - В кн.: Электроповерхностные явления в дисперсных системах. М., 1972, с. 40-45.
7. Ефремов А.Н. Об аномальной дисперсии, наблюдаемой у некоторых диэлектриков в звуковом диапазоне. - В кн.: Физика диэлектриков. М., 1960, с. 57-64.
8. Шван Г. Спектроскопия биологических веществ в поле переменного тока. - В кн.: Электроника и кибернетика в биологии и медицине. М., 1963, с. 71-108.

СОДЕРЖАНИЕ

Сомов В.И. Современные вертикальные движения земной коры территории МССР и западной части УССР	3
Милашин А.П. Об эволюционных рядах в развитии земной коры морских владин	6
Шевченко В.И., Резанов И.А. Роль унаследованных и новообразованных структур в сейсмичности Крыма-Кавказа-Копетдага	11
Кутас Р.И., Бевзюк М.И., Выговский В.Ф. Определение тепловых потоков в приэкваториальной части Индийского океана	16
Пустовитенко Б.Г. Механизм очага трех черноморских землетрясений	22
Кутас В.В. Исследование записей сейсмических продольных волн от землетрясений Ирана	28
Семиходский Г.Е. Некоторые вопросы общей теории построения геофизических адаптивных систем	32
Омельченко В.Д. Затухание сейсмических волн и его зависимость от частоты	41
Белинский И.В., Михалюк А.В. Амплитуда волн напряжений при камуфлированных взрывах в массивах пород	47
Кизяковский И.И., Семенов В.А. Опыт комплексной интерпретации материалов геофизических исследований с целью изучения глубоких горизонтов Кривбасса	54
Кобрунов А.И. О детерминистическом подходе в теории комплексной интерпретации геофизических полей	60
Кобрунов А.И. О методе поиска оптимальных решений обратной задачи гравиметрии в классе распределений плотностей	65
Левашов С.П. К вопросу об оценке нижней кромки и избыточной плотности возмущающего тела	70
Корчагин И.Н. К вопросу об оптимизации при подборе источников гравимагнитных полей	77
Андреев В.И., Борзенко Ю.З., Запольская Г.В. Расчет гравитационного эффекта вышележащих масс и рельефа поверхности Земли	85
Бурьян Н.Р. К вопросу учета гравитационного влияния трехмерных слойстых структур при выделении рудных аномалий в горных выработках Кривбасса	91
Гура К.А. Трансформация магнитного поля Z_A в поле H_0	97
Шуман В.Н., Рокитянский И.И. О линейных связях между компонентами естественного электромагнитного поля произвольного источника	108
Сизоненко В.С., Сергатюк А.Ф., Фуртак С.П. Опользование частотно-емкостной дисперсии для анализа структуры поля вызванной поляризации горных пород	117
Лахнук В.М. Использование цифровых вычислительных машин для внесения поправок в показания ГМ и НГМ	123
Борейша Л.И. Программа редактирования каротажных диаграмм "РДПК"	130
Гордиенко В.В., Завгородняя О.В. Полевые испытания метода РТВ	134
Хатиашвили Н.Г. Частотное исследование многослойных систем..	136

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБИННОГО СТРОЕНИЯ
ЗЕМНОЙ КОРЫ

Сборник научных трудов

Печатается по постановлению ученого совета
Института геофизики АН УССР

Редактор М.Е.Квятковская

Обложка художника С.В.Назарова

Художественный редактор Н.Е.Петриченко

Технический редактор Т.М.Зубрицкая

Корректор А.Л.Полищук

Информ. бланк № 2189.

Подп. к печ. 22.06.78. БР 09259. Формат 60x84/16. Бумага офс. № 2.
Усл. печ.л. 8,95 Уч.-изд.л. 10,2. Тираж 500 экз. Заказ 8-670.

Цена 1 руб.

Издательство "Наукова думка", 252601, Киев-4, ГСП, Репина, 3.
Киевская книжная типография научной книги Республиканского производ-
ственного объединения "Полиграфкнига" Госкомиздата УССР. 252004, Киев-4,
Репина. 4.

УДК 551.241

Современные вертикальные движения земной коры территории МССР и западной части УССР. Сомов В.И. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.3-6.

В соответствии с планом исследований КАНГ на основе геодезических и океанографических данных дается описание составления карты современных вертикальных движений земной коры советской части Карпато-Балканского региона.

Ил. 1. Список лит.: 8 назв.

УДК 550.311

Об эволюционных рядах в развитии земной коры морских впадин. Мильшин А.П. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.6-10.

Обосновывается наличие двух основных эволюционных рядов развития земной коры: прогрессивного (конструктивного) с преобразованием океанической коры в континентальную (район Филиппинского моря и обрамления) и регressive (деструктивного), когда континентальная кора преобразуется в субокеаническую (большая часть морей Средиземноморского пояса). В ряде случаев можно наблюдать проявление процессов регressive-прогрессивного (Южный Каспий) и прогressive-регressive (Охотское море и др.) развития.

Список лит.: 6 назв.

УДК 550.348

Роль унаследованных и новообразованных структур в сейсмичности Крыма-Кавказа-Копетдага. Шевченко В.Л., Резанов И.А. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.11-16.

Сейсмичность Крымско-Кавказско-Копетдагской части Средиземноморского складчатого пояса контролируется главным образом тектоническим планом георгийского и геосинклинальной стадии альпийского этапов развития. Новообразованные структуры орогенного этапа не имеют заметной корреляции с распределением эпицентров землетрясений.

Ил. 2. Список лит.: 7 назв.

УДК 550.361

Определение тепловых потоков в приэкваториальной части Индийского океана. Кутас Р.И., Бевзюк М.И., Выговский В.Ф. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 16-21.

Излагаются результаты определений тепловых потоков в IO-ом и II-ом рейсах м/c "Академик Верниадский". Тепловой поток измерен на 21 станции, расположенной в приэкваториальной части Индийского океана. Приведены схема распределения станций теплового потока, каталог измеренных значений температурного градиента, коэффициента теплопроводности по данным методов игольчатого зонда и содержание воды в осадках и величин тепло-вого потока. Обсуждаются методические вопросы и приводятся некоторые соображения о возможной природе неоднородностей теплового поля.

Ил. 3. Табл. 1. Список лит.: 16 назв.

УДК 550.348

Механизм очага трех черноморских землетрясений. Пустовитенко Б.Г. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 22-28.

Для трех Крымско-Черноморских землетрясений ($m_0 \approx 4,5$), произошедших в 1972 и 1973 гг., определены направления осей главных напряжений и наиболее вероятные положения плоскостей разрывов в очагах. Общий в механизме очага рассмотренных землетрясений является почти вертикальное падение выбранных плоскостей разрывов со значительной сдвиговой компонентой. Силы сжатия и растяжения ориентированы под небольшими углами к горизонту.

Ил. 4. Табл. 6. Список лит.: 8 назв.

УДК 550.344

Исследование записей сейсмических продольных волн от землетрясений Ирана. Кутас В.В. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 28-31.

Исследованы записи Р-волн иранских землетрясений, зарегистрированных в Крыму, а также сейсмическими станциями "Львов", "Ужгород", "Кишинев". На эпицентрических расстояниях 1500 - 4000 км в первых 20 с записей выделяются вступления четырех-пяти волн, часть из них интерпретируется как продольные, другая - как обменные колебания, возникшие на поверхности коры и в оболочке.

Ил. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 550.83

Некоторые вопросы общей теории построения геофизических адаптивных систем. Семиходский Г.Е. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 32-40.

Рассмотрены элементы общей теории адаптации в геофизической разведке. Теоретически обоснована невозможность построения единственного универсального способа обработки, гарантирующего максимально высокую точность определения соответствующих геофизических параметров в различных районах; вероятность успешного решения задачи возрастает по мере дополнения одних процедур другими, изучающими те же параметры (принцип гносеологической дополнительности). Данный принцип определяет природу адаптации в геофизической разведке. Показано, что основным свойством геофизических адаптивных систем является наличие пространства операторов и критерия выбора из него оператора, адекватного условиям разведки в районе. Проанализировано соотношение между размерами пространства операторов и качеством критерия. Предложен способ построения одного класса адаптивных систем, основанный на сращивании различных обрабатывающих процедур. Рассмотрена принципиальная структура геофизической адаптивной обрабатывающей системы.

Ил. 2. Список лит.: 16 назв.

УДК 550.334:550.331

Затухание сейсмических волн и его зависимость от частоты. Омельченко В.Д. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 41-47.

На основании проведенного эксперимента установлено, что деямент затухания сейсмических волн, отраженных от раздела Мохоровичича, в диапазоне частот 7 - 32 Гц зависит от частоты.

Отмечено, что структура раздела Мохоровичича отлична от структуры земной коры по константам затухания.

Ил. 2. Список лит.: II назв.

УДК 622.235.5

Амплитуда волн напряжений при камуфлетных взрывах в массивах пород. Белинский И.В., Михалюк А.В. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 47-54.

Рассмотрено влияние масштабных эффектов и свойств горных пород на закономерности изменения о расстоянием амплитуд волн напряжений при камуфлетных взрывах. Показано уменьшение интенсивности затухания волн с увеличением масштаба взрыва в одной и той же горной породе, что связывается с влиянием частоты процесса и естественной трещиноватости массива горных пород. Установлено, что затухание амплитуд взрывных волн увеличивается с ростом пористости и уменьшается с ростом влажности горных пород.

Ил. 4. Табл. 2. Список лит.: 10 назв.

УДК 550.83: 551.24:553.31

Опыт комплексной интерпретации материалов геофизических исследований с целью изучения глубоких горизонтов Крибасса. Кизяковский И.И., Семенов В.Л. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 54-60.

Тенденция к использованию комплекса геофизических методов проявляется с возрастающей настойчивостью. Авторы полагают, что в условиях Крибасса принцип комплексной интерпретации может быть осуществлен путем сближения определенной последовательности рассмотрения соответствующим образом подготовленных материалов. Подготовка сводится к их дополнительной обработке, заключающейся в следующем: а) графическом изображении изменения некоторых параметров Саксаганской полосы; б) вычислении аномальной насыщенности сейсмических разрезов отражающими площадками; в) вычислении аномалий Буга с учетом фактического распределения масс в промежуточном слое.

Интерпретация завершается подбором такой геологической модели, которая непротиворечит известным геологическим фактам, удовлетворяет данным всех геофизических методов.

Особенности изменения магнитного и гравитационного полей (понижение Z_g и повышение Δg) позволили выделить, используя этот критерий, 25 перспективных участков вероятного оруденения железистых пород.

Ил. 2. Список лит.: 6 назв.

УДК 550.831

О латерминистическом подходе в теории комплексной интерпретации геофизических полей. Кобрунов А.И. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.60-65.

Ставится задача о поиске формального параметра, различные отображения которого фиксируются в наблюдаемых геофизических полях. В наиболее общем виде строится решение поставленной задачи. В частных случаях построенное решение выражено в результатах соответствующих обратных задач.

Список лит.: 3 назв.

УДК 550.831

О методе поиска оптимальных решений обратной задачи гравиметрии в классе распределений плотностей. Кобрунов А.И. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.65-70.

Рассматривается задача о поиске оптимальных решений обратной задачи гравиметрии в классе распределений плотностей. Условие оптимальности обеспечивает единственность решения. Выводятся рабочие соотношения для решения.

Список лит.: 7 назв.

УДК 550.831

К вопросу об оценке нижней кромки и избыточной плотности возмущающего тела. Левашов С.П. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.70-77.

По результатам трансформаций гравитационного поля получены аналитические выражения для оценок нижней кромки и избыточной плотности гравитирующих тел, аппроксимируемых тонким вертикальным пластом и прямоугольной призмой. Приведены результаты опробования полученных выражений на модельных примерах.

Ил. 3. Список лит.: 4 назв.

УДК (550.831 + 550.839): 518.5

К вопросу об оптимизации при подборе источников гравимагнитных полей. Корчагин И.Н. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.77-85.

На модельном примере анализируется скорость сходимости некоторых алгоритмов оптимизации градиентного типа, используемых при подборе источников гравимагнитных полей. Предлагается простые для программных реализаций процедуры ускорения сходимости скорейшего спуска.

Повышение эффективности машинных методов подбора требует построения оптимизационных процедур, состоящих из некоторого класса алгоритмов и позволяющих реализовать любую стратегию оптимизации.

Ил. 4. Список лит.: 14 назв.

УДК 550.831

Расчет гравитопографического эффекта вышележащих масс и рельефа поверхности Земли. Андреев В.И., Борзенко Ю.С., Запольская Г.В. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.85-91.

Предложен новый метод вычисления топографической поправки к подземным гравитационным наблюдениям, учитывающий гравитопографический эффект масс, заключенных между физической поверхностью Земли и плоскостью относимости.

Поскольку рассматривается общий случай (плотность пород верхнего полупространства конечна и отлична от нуля), предлагается учитывать переменную плотность, как поверхностного, заключенного между горизонтальной плоскостью, проходящей через самую низкую точку рельефа, и рельефом местности, так и промежуточного слоя, залегающего между поверхностью слоем и плоскостью относимости.

Предложенный для решения прямой задачи на ЭЦВМ алгоритм позволяет учитывать произвольное расположение элементарного возмущающего объекта в пространстве.

Используемая методика отбора начальной информации с топографических карт и вычислений гравитопографического эффекта налегающих масс (включая зону обрушения, различные подземные полости, железистые высокоплотные объекты и др.) с использованием ЭЦВМ увеличивает производительность труда интерпретатора в 4-6 раз.

Ил. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 550.831

К вопросу учета гравитационного влияния трехмерных слоистых структур при выделениирудных аномалий в горных выработках Кривбасса. Бурьян Н.Р. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.91-97.

Предлагается для выделения рудных аномалий в горных выработках Кривбасса использовать известный способ "геологического редуцирования".

Приведена методика построения моделей трехмерных слоистых рудовмещающих структур, расчета их гравитационного влияния и получения локальных аномалий, принадлежащих геологическим неоднородностям, неучтанным в моделях. Эта методика позволяет обоснованно выделять локальные аномалии в сложных физико-геологических условиях и выполнить их количественную интерпретацию.

Достоверность выделенных аномалий повышает геологическую эффективность подземной гравиразведки.

Ил. 3. Список лит.: 4 назв.

УДК 550.838

Трансформация магнитного поля Z_a в поле H_a . Гура К.А. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.97-108.

Количественный анализ магнитных аномалий в ряде случаев невозможен без знания закономерностей поведения горизонтальной компоненты суммарного вектора напряженности. Полевые магнитометрические исследования обычно проводятся в модификации измерения Z_a . Следовательно, горизонтальная составляющая H_a может быть получена с помощью пересчета поля напряженности вертикальной компоненты полного вектора \vec{H}_a .

При трансформации в плоскодном варианте поля Z_a в поле H_a прямоугольная палетка в аспекте использования ЭЦВМ более удобна, чем круговая. Дается разработка такой палетки.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 550.837.6

О линейных связях между компонентами естественного электромагнитного поля произвольного источника. Шуман В.Н., Рокитянский И.И. - В кн.: Геоизицеские исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.108-117.

При достаточно общих предположениях получены линейные соотношения между компонентами электромагнитного поля применительно к МГЗ и МВИ. Обсуждаются условия, необходимые для применения упрощенных методик обработки экспериментальных данных, обычно используемые в этих методах.

Ил. 1. Список лит.: 8 назв.

УДК 552.1:53

Об использовании частотно-емкостной дисперсии для анализа структуры поля вызванной поляризации горных пород. Сизоненко В.С., Сергеют А.Ф., Фуртак С.Н. - В кн.: Геоизицеские исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.117-122.

Обосновывается новый метод определения параметров составляющих вызванной поляризации горных пород-коллекторов нефти и газа. Приводятся некоторые результаты его практического использования, имеющие значение для диагностики свойств коллекторов при скважинных исследованиях методом ВИ.

Ил. 2. Табл. 1. Список лит.: 10 назв.

УДК 550.54

Использование цифровых вычислительных машин для внесения поправок в показания ГМ и НМ. Лахнюк В.М. - В кн.: Геоизицеские исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.123-130.

Изложена программа, рассчитанная на использование малых серийных вычислительных машин для учета и исключения влияния побочных процессов при истолковании данных радиометрии. При небольших коррективах она может служить математическим аппаратом стандартизации каротажных диаграмм методом многомерного регрессионного анализа и оценки коллекторских свойств пород. Это позволит увеличить эффективность применения малых машин при решении задачи оперативного подсчета запасов нефти и газа небольшими геологическими организациями, когда применение мощных ЭВМ может быть экономически неделесообразным.

Табл. 1. Список лит.: 5 назв. <

УДК 550.832

Программа редактирования каротажных диаграмм "РДПЛК". Борейша Л.И. - В кн.: Геоизицеские исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с.130-134.

Автоматический преобразователь ПЛК-4 производит запись каротажных диаграмм на перфоленте с упаковкой до четырех параметров в одну ячейку. В статье описываются алгоритм и программа редактирования каротажных данных. Программа разупаковывает записи, вводят поправки за счет калибровочной зоны, проверяет количество меток на участке исследования, ликвидирует ложные метки, проверяет кривую на сбойные ординаты, интерполирует значения геофизических параметров, записывает результирующие значения ординат на магнитную ленту с конкретным паспортом.

Ил. 2.

УДК 550.36

Полевые испытания метода РТВ. Гордиенко В.В., Завгородняя О.В. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 134-138.

Проведенные полевые испытания позволяют утверждать, что при выполнении всех методических требований метод РТВ приближается по достоверности определения теплового потока Земли к методу измерений в глубоких скважинах.

Ил. 2. Табл. 3. Список лит.: 3 назв.

УДК 550.85

Частотное исследование многослойных систем. Хатиашвили Н.Г. - В кн.: Геофизические исследования глубинного строения земной коры. Сб. науч. тр. К., 1978, с. 138-143.

Показано, что с помощью частотного исследования из многослойной системы можно выделить области с разными R и C . Как частный случай, рассматривается двухслойная система: образец, его объемные свойства и приэлектродная область. При исследовании горных пород в условиях больших давлений и температуры, предлагаемый метод выгодно отличается от метода варкирования по толщине.

Ил. 2. Список лит.: 8 назв.

2704

1 руб.

.. НАУКОВА ДУМКА ..