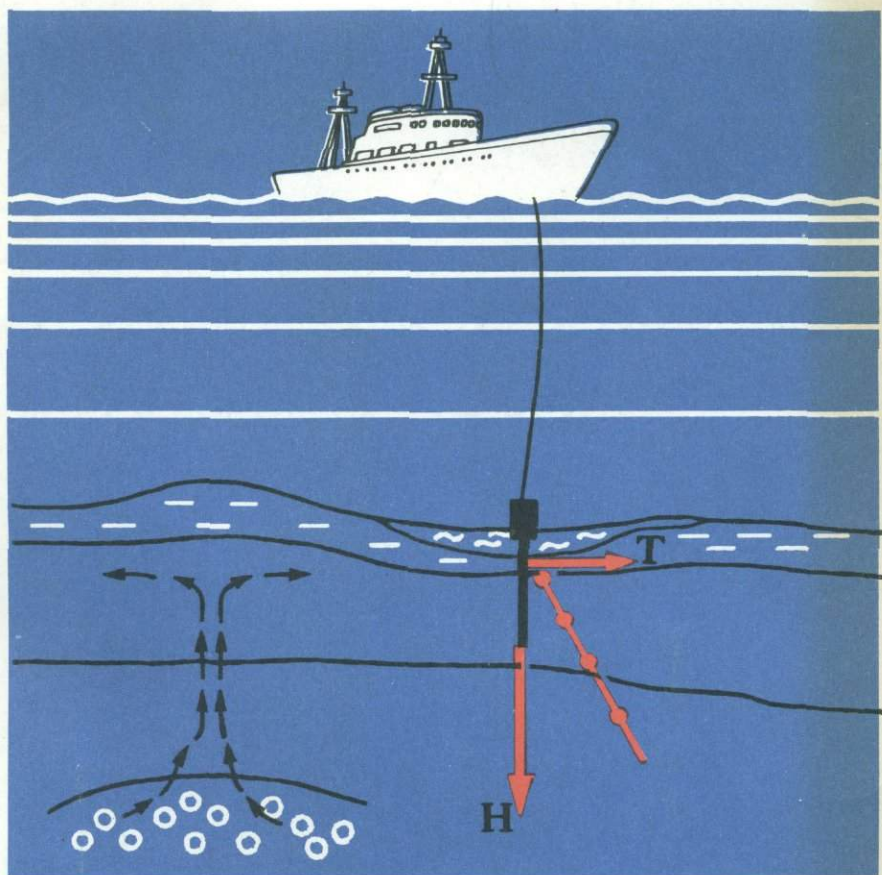


# ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ДНЕ АКВАТОРИЙ



• Наука •

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
КОМИССИЯ ПО ПРОБЛЕМАМ МИРОВОГО ОКЕАНА

# ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ДНЕ АКВАТОРИЙ

Ответственные редакторы:

академик Ю.М. ПУЩАРОВСКИЙ,  
доктор геолого-минералогических наук В.И. КОНОНОВ



МОСКВА "НАУКА"

1988



5003

Геотермические исследования на дне акваторий. — М.: Наука. 1988. 148 с.  
ISBN 5-02-002039-7

В книге отражены результаты работ по основным направлениям современной морской геотермии: теории интерпретации аномалий теплового потока Мирового океана, исследованию влияния различных искажающих факторов на глубинный тепловой поток; приведены новые измерения теплового потока в акваториях; описана советская аппаратура для морских геотермических исследований и показаны результаты полигонного опробования этой аппаратуры. Геотермические исследования проведены в различных тектонических областях: в рифтовых и переходных зонах Мирового океана, во внутренних морях, в глубоководных озерах.

Рецензенты:

*М.Е. Артемьев, Б.Г. Поляк*

Г  $\frac{1904040000-094}{042(02)-88}$  197-88—II

© Издательство "Наука", 1988

ISBN 5-02-002039-7

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Вниманию читателей предлагается сборник статей, отражающих достижения советских геотермиков в изучении теплового поля на акваториях. В последнее десятилетие эти исследования координируются Рабочей группой "Геотермика" Комиссии АН СССР по проблемам Мирового океана, которую организовала и долгие годы возглавляла ведущий специалист в области теоретической и экспериментальной геотермии профессор Е.А. Любимова. Елена Александровна уделяла большое внимание теории интерпретации и методике измерений геотермического поля на акваториях. Под ее руководством и при непосредственном участии в 60-е годы были проведены первые отечественные измерения тепловых потоков на Черном, Каспийском и Охотском морях, в озерах Байкал и Иссык-Куль, в Атлантическом и Северном Ледовитом океанах. Основные результаты исследований Е.А. Любимовой опубликованы в монографиях "Методика изучения тепловых потоков через дно океанов" (1973 г.) и "Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР" (1976 г.).

Человек огромной творческой активности, удивительной силы воли, Елена Александровна продолжала работать до последних дней своей жизни. Публикуемая в настоящем сборнике статья "Арктический тепловой поток" была ею подготовлена незадолго до смерти.

В данном сборнике отражены те разделы морской геотермии, которые Е.А. Любимова всегда держала под пристальным вниманием. Это теоретические, региональные и аппаратно-методические исследования. Именно по этому принципу построен сборник.

Теоретические аспекты проблемы охватывают процессы теплопереноса в океанической коре и посвящены возможности оценки полного (суммарного) теплового потока в рифтовых зонах, где наряду с кондуктивной теплопередачей большую роль играет конвективный вынос тепла. При непосредственных инструментальных измерениях последний компонент теплового поля не может быть учтен. В сборнике обсуждается методика, позволяющая оценить роль конвекции в тепловом режиме рифтовых зон. Большое внимание уделяется определению величины различных искажающих факторов при измерениях глубинного теплового потока. Это — влияние придонных течений, субаквальной циркуляции, сезонных изменений температуры дна на небольших глубинах, структурно-геологический фактор, быстрое осадконакопление, теплота трения при внедрении термозонда в донные осадки и др. Без учета влияния искажений определение глубинного теплового потока нельзя считать кондиционным и дальнейшая интерпретация полученных данных неправомерна. В связи с этим в сборник включены статьи, в которых детально обсуждается методика оценки глубинного теплового потока. Именно такой требовательный подход к получаемым результатам должен стать нормой.

В сборнике представлены материалы по различным регионам: по рифтовым и переходным зонам океанов, по внутренним морям и озерам. Озера являются прекрасным объектом для расширения географии термических исследований. Ставится вопрос о возможности выделения глубинной составляющей теплового потока при озерных исследованиях. На эту проблему обращается пристальное внимание в данной книге.

Расширяющийся объем геотермических исследований на акваториях, повышение требований к точности измерений и рациональному использованию судового времени

диктуют необходимость создания надежной, автоматизированной и многофункциональной аппаратуры для определения параметров геотермического поля. В последние годы появились реальные разработки и опытные образцы такой аппаратуры. Создатели геотермической аппаратуры публикуют в сборнике статьи, в которых подробно описана работа отдельных ключевых узлов или всего измерительного комплекса. Несомненно, что с появлением серийной геотермической аппаратуры значительно интенсивнее будут проводиться измерения теплового потока в различных районах Мирового океана в целях тектонического районирования, познания глубинных термических условий, а также поисков полезных ископаемых, связанных с гидротермальным рудообразованием.

В последние годы заметно увеличился интерес ученых различных специальностей к результатам изучения геотермического поля. Поэтому сборник может быть полезен не только геотермикам, но также литологам, тектонистам, гидрогеологам и геофизикам, использующим параметры теплового поля в своих исследованиях.

*Е.И. Суетнова, М.Д. Хуторской*

УДК 550.361

Е.А. Любимова

### АРКТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК

Первые сведения о тепловом потоке через дно Арктического океана были получены почти одновременно американскими и советскими исследователями в 1966–1968 гг. [5–7, 19, 20] в районах поднятия Альфа, Канадской абиссальной котловины и канадскими учеными в мелких водах между островами в Аляскинском квадранте арктического бассейна. Советские исследователи выполнили первые измерения через дрейфующие льды над центральными частями хребта Гаккеля, поднятий Ломоносова и Менделеева [9–11, 13].

В последнее десятилетие существенный вклад в изучение структуры теплового потока и магнитных аномалий в зоне перехода от хребтов Северной Атлантики к Арктическим структурам внесен работами [2–4, 14–18, 21, 22], которые установили высокие значения теплового потока вблизи осей хребта Мона, спрединговый характер этой структуры, признаки горячих пятен на плато Ермак и плато Моррис-Джесопа [15].

Ниже приведены данные о высоких значениях теплового потока над хребтами Книповича и Мона, полученные нашей группой в экспедиции ледокола "Семен Дежнев" [11]. Измерения в районе хребта Книповича проводились в непосредственной близости от скв. 344 глубоководного бурения "Гломар Челленджера". Измерения тепловых потоков в Канадской котловине и на Сибирском шельфе были осуществлены в 1984 г. Мы сопоставили все имеющиеся данные о тепловом потоке в Арктике с учетом новейших опубликованных геофизических сведений о строении дна Северного Ледовитого океана, его активных и пассивных структурах.

Метод. В целом метод основан на раздельном измерении градиента и теплопроводности и был описан в [5]. Детальное описание устройства для измерения геотермического потока через дно акваторий было дано в [1, 5–8]. Для работ в высокоширотной воздушной экспедиции "Север" были сконструированы модели погружного термоградиентографа. При расчете прибора исходили из того, что нормальное значение градиента температур в осадках близко к  $0,05^\circ \text{C}/\text{м}$ , а расстояние между датчиками 1,5–2 м. Отсюда чувствительность регистратора термозонда при точности измерений 2–5% составляет  $0,005^\circ \text{C}$ . Механическая прочность герметичного контейнера предусматривала работу прибора на глубинах 5–6 км. Зонд свободно погружался в донные осадки во всех точках измерения. Измерения проводились с дрейфующих станций "Северный полюс".

Малая скорость перемещения дрейфующего льда и отсутствие качки создают идеальные условия для исследования придонных температур. С большой достоверностью определяется положение прибора относительно дна. Это дает возможность проводить полигонные измерения. Недостатком является ограничение веса и энергопитания прибора.

Результаты изучения теплового потока. Накопившиеся в последнее десятилетие результаты измерений теплового потока в Арктике относятся в основном к Американо-советскому бассейну, где тепловой поток варьирует от 40 до  $91 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Сейчас проведено

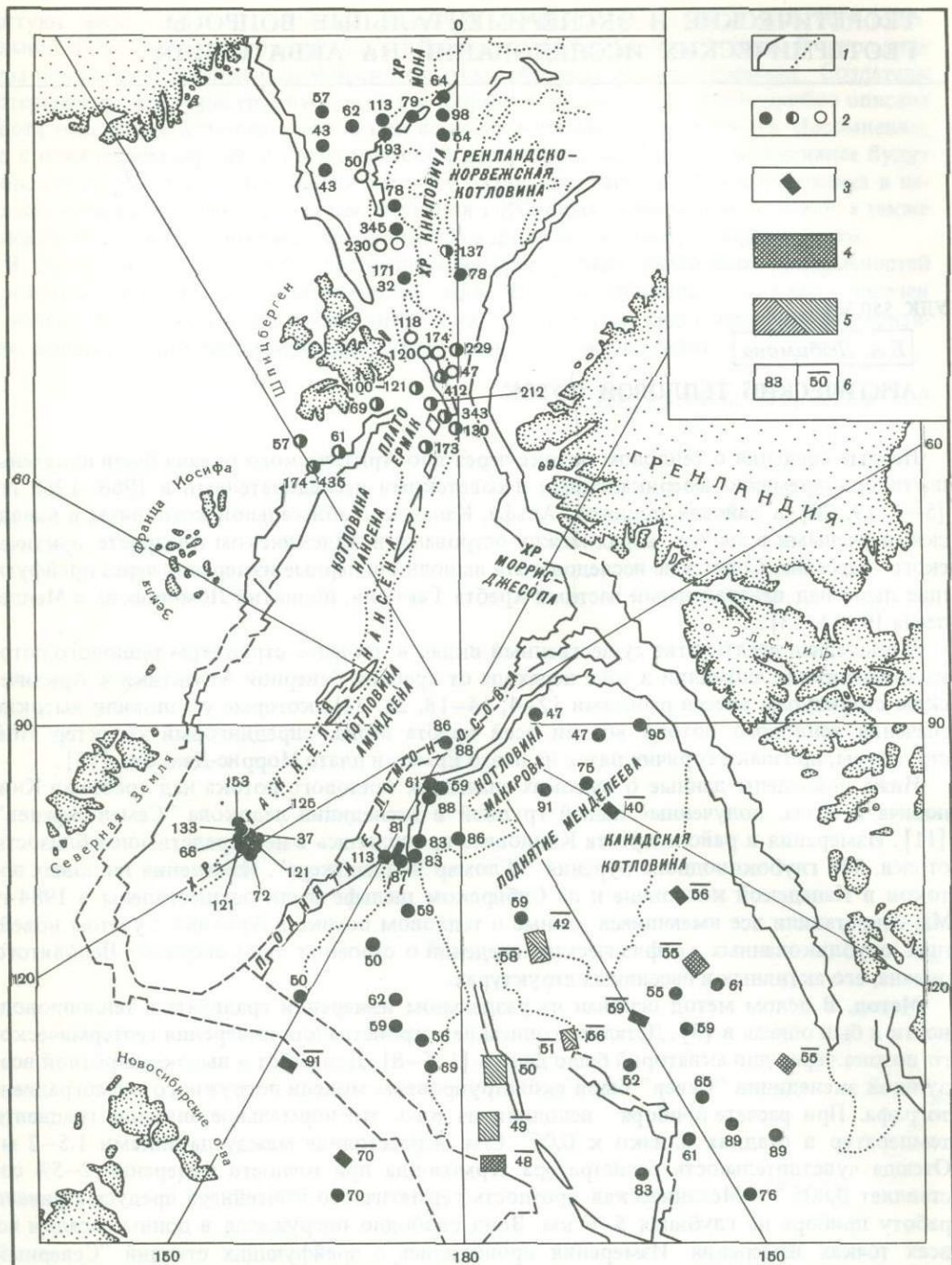


Рис. 1. Значения теплового потока в Арктике (по данным советских исследователей)

1 — границы структур океанического дна; 2 — измерения теплового потока в отдельных точках (по данным разных экспедиций); 3—5 — измерения теплового потока на полигонах (по данным разных экспедиций); 6 — единичные и средние значения теплового потока

около 150 измерений на всех крупных структурах этого бассейна (рис. 1). Имеющиеся материалы позволяют оценить среднюю величину теплового потока для различных структур бассейна, которая равна  $58 \text{ мВт/м}^2$ , что ниже мирового среднего значения.

Измерения теплового потока поднятия Ломоносова проводились на небольшом по площади участке на восточном его склоне. Полигон располагался на  $86^\circ \text{ с.ш.}$  при глубинах 960–1900 м. Измерения теплового потока проводились по традиционной методике погружным термоградиентографом [9]. Средняя величина теплового потока  $79 \pm 13 \text{ мВт/м}^2$ , что выше мирового среднего значения для континентов ( $50\text{--}60 \text{ мВт/м}^2$ ), согласно новейшей статистике Чепмана. Разброс величин объясняется отчасти сильной расчлененностью рельефа дна, что вызывает искажения глубинного теплового потока.

Средняя величина потока и стандартное отклонение в котловине Макарова равны  $56 \pm 8 \text{ мВт/м}^2$ .

Для западного фланга поднятия Альфа средняя величина потока  $42 \pm 4 \text{ мВт/м}^2$  (семь точек), а для центральной части —  $36 \pm 4 \text{ мВт/м}^2$ .

Измерения теплового потока на поднятии Менделеева наиболее многочисленные (67), они покрывают практически всю структуру. Средняя величина теплового потока здесь  $49 \pm 8 \text{ мВт/м}^2$ . При этом не наблюдается какого-либо закономерного изменения потока по простиранию поднятия.

Канадская котловина — наибольшая по площади впадина Американо-Евразийского бассейна. Она отличается спокойным характером теплового поля. Измерения, проведенные на небольших полигонах в различных участках котловины советскими и американскими исследователями, дают хорошо сопоставимые результаты. Наши измерения на полигоне с координатами  $82^\circ \text{ с.ш.}$  и  $128^\circ \text{ з.д.}$  при глубине дна 3500 м дают среднюю величину теплового потока  $56 \pm 10 \text{ мВт/м}^2$ . Измерения, проведенные американскими исследователями в близлежащем районе, дают среднюю величину  $55 \pm 1 \text{ мВт/м}^2$  [20]. Среднее значение теплового потока для всей Канадской котловины принято равным  $56 \pm 10 \text{ мВт/м}^2$ .

Одной из главных структур в Евразийском бассейне является срединный хребт Гаккеля с возрастом 9 млн лет.

По данным интерпретации магнитных аномалий [17], расположение семи станций соответствует направлению, перпендикулярному оси хребта. Длина профиля составляет 67,6 км и охватывает участок земной коры с возрастом до 9 млн лет. Максимальное значение теплового потока на оси хребта  $120 \text{ мВт/м}^2$ . Минимальные величины зафиксированы на расстоянии 30 и 32 км от оси хребта и равны соответственно 65,6 и  $41 \text{ мВт/м}^2$ . Возраст коры, определенный по аэромагнитным данным, составляет 4–4,5 млн лет. Подобный разброс в распределении теплового потока наблюдался на всех срединных хребтах и, по мнению ряда авторов, связан с проявлениями гидротермальной активности в зонах молодой коры.

На ледоколе "Семен Дежнев" проведена серия измерений теплового потока в Норвежско-Гренландском бассейне. Получены преимущественно высокие его значения вблизи осей хребтов Мона и Книповича: четыре значения превышают  $160 \text{ мВт/м}^2$  и лишь два составляют 32 и  $42 \text{ мВт/м}^2$ . Это находится в соответствии с известным фактом высоких аномалий над Срединно-Атлантическим хребтом, северным продолжением которого являются хребты Мона и Книповича. Над хребтом Книповича, в непосредственной близости к пункту глубоководного бурения "Гломар Челленджера", тепловой поток превышает  $300 \text{ мВт/м}^2$ . В подводных рифтовых горах восточного склона хребта на глубине 2156 м скважина прошла 414 м, причем кристаллический фундамент достигнут на глубине 377 м. По результатам бурения скв. 344 предполагается наличие молодой интрузии, возраст которой около 3 млн лет. Полученные в работах [4, 14, 18, 22] результаты батиметрии и магнитные аномалии позволяют рассмотреть данные по тепловому потоку в свете генезиса дна Северного Ледовитого океана. Данные по тепловому потоку для Норвежско-Гренландского бассейна обсуждены по моделям тектоники плит [2, 4, 14, 18, 21].

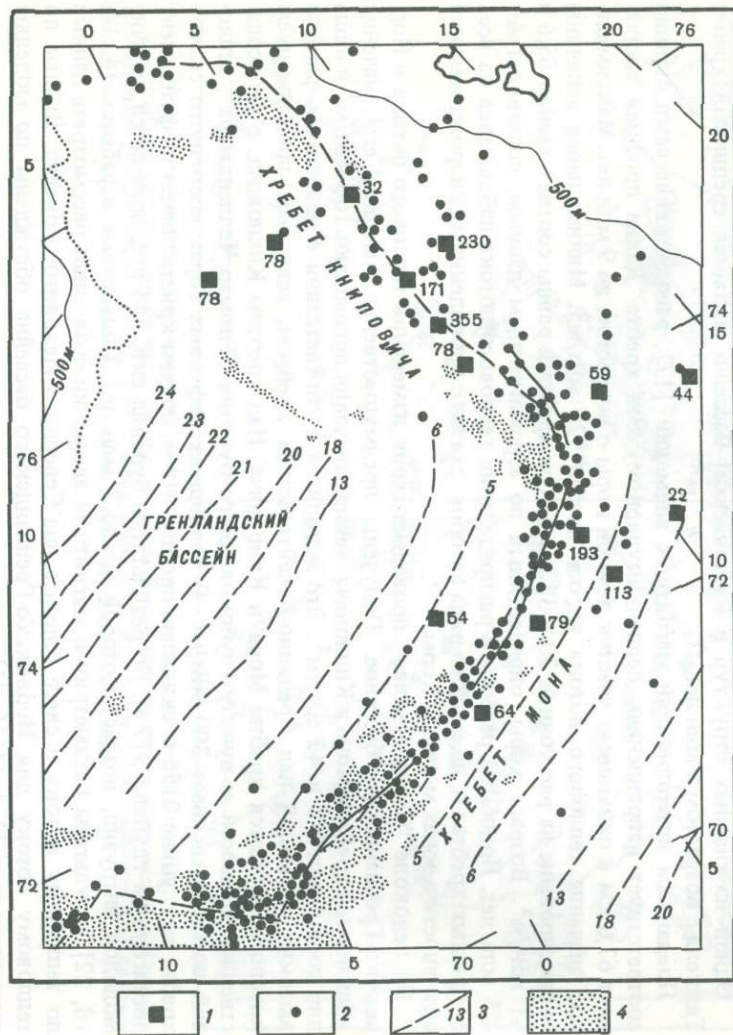


Рис. 2. Точки теплового потока ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ) (1) на карте сейсмических проявлений (2), магнитных линейных аномалий (их номер) (3) и океанических поднятий (4) (по [14])

Рис. 3. Тепловой поток ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ) в районе хребта Гаккеля  
Магнитные аномалии: 1 -  $\Delta T_a \leq 0$ , 2 -  $\Delta T_a > 0$ ; 3 - рифтовые зоны. Стрелками показаны направление и скорость спрединга (см/год)

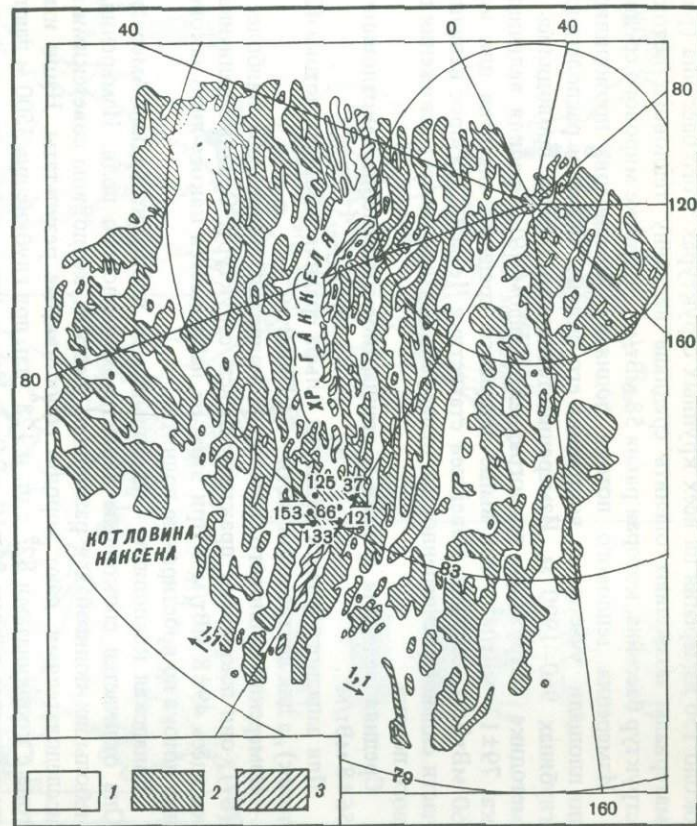


Рис. 4. Значения теплового потока в зависимости от возраста океанического дна для хребтов Мона и Книповича [18, 21]

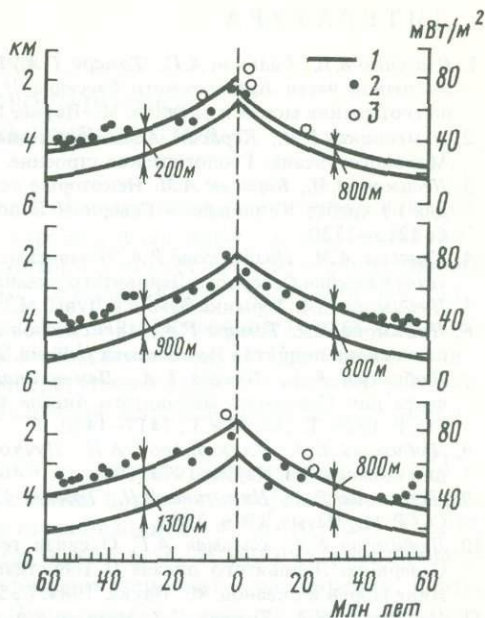
1 — результаты обработки топографических данных (по [21]); 2 — значения теплового потока (по [18]); 3 — значения теплового потока, полученные по данным рейса "Семена Дежнева"

На рис. 2 приведено сопоставление измерений теплового потока с сейсмическими данными и линейными магнитными аномалиями, взятыми из [14]. Хорошо видна корреляция высоких тепловых потоков вблизи осей хребтов Мона и Книповича с концентрацией сейсмичности и магнитными аномалиями с возрастом 9,4 и 20 млн лет (№ 5 и 6). Однако если сопоставить данные по тепловому потоку с кривой теплового потока в зависимости от возраста океанического дна из работы [18], то можно прийти к выводу о значительно большем разбросе геотермических данных вблизи хребтов Мона и Книповича, чем получили эти авторы. Этот разброс свидетельствует о возможных гидротермальных проявлениях, что ранее отрицалось.

**Обсуждение результатов.** Сопоставлены имеющиеся данные по тепловому потоку Арктики от Канадского бассейна до северной оконечности Срединно-Атлантического хребта. Они показывают спокойный абиссальный характер теплового потока в Канадской котловине ( $56 \pm 10$  мВт/м<sup>2</sup>), местами слегка возмущенный неравномерностью структуры осадков, влиянием рельефа на склонах ( $70$  и  $91$  мВт/м<sup>2</sup>) в северной части Новосибирского моря. Все хребты и поднятия, как правило, характеризуются повышенными потоками, но они могут быть дифференцированы по генезису. Поднятие Ломоносова имеет вид сундучной структуры с ровной плоской вершиной. Есть два варианта интерпретации его происхождения. Его рассматривают как остаток континента или как результат подъема мантийной струи. Средний тепловой поток ( $80$  мВт/м<sup>2</sup>) и его устойчивость, скорее всего, могут быть связаны со вторым вариантом интерпретации.

Тепловой поток на хребте Гаккеля изучен лишь в свободной от вековых льдов части, а именно в его затухающей юго-восточной оконечности. Максимальный тепловой поток достигает  $153$  мВт/м<sup>2</sup> и вдали от оси хребта падает до  $37$  мВт/м<sup>2</sup> (рис. 3). Эти данные вполне свидетельствуют о спрединговой природе хребта, по-видимому, при очень малой скорости в районе этой затухающей структуры. Это подтверждается также сейсмическими проявлениями и линейными магнитными аномалиями. Ось хребта Гаккеля совпадает с осью хребта Нансена, выделенной в работах [11, 17, 22]. Хребет Нансена, по-видимому, имеет североатлантическое продолжение в виде хребтов Книповича и Мона. Тепловой поток на стыке этих структур между архипелагом Шпицберген и Гренландией был изучен в работе [21]. В этом месте тепловые потоки достигают максимальных величин (до  $229$ – $343$  мВт/м<sup>2</sup>), выявленных по дну Арктического бассейна. Особенно высокие тепловые потоки на окраинах плато Ермак и в зоне разлома Шпицберген [14]. Кройн и другие исследователи связывают эти высокие потоки с появлением микрохребтов и сверхмолодых интрузий.

На рис. 4 приведены результаты совместной обработки топографических и тепловых данных, показавшие асимметричное строение хребтов Книповича и Мона, что трактуется как асимметричный спрединг. В одном случае распределения теплового потока от оси могут быть рассмотрены как асимметричные, в другом — наоборот.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Власенко В.И., Сальман А.Г., Томара Г.А., Баранов В.А. Данные измерений теплового потока в восточной части Арктического бассейна // Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов. М.: Наука, 1984. С. 47–52.
2. Деменицкая Р.М., Карасик А.М. Проблемы генезиса Северного Ледовитого океана // История Мирового океана: Геологическое строение, происхождение, развитие. М.: Наука, 1971. С. 58–76.
3. Десимон А.М., Карасик А.М. Некоторые особенности морфологии и разрастания океанического дна на хребте Книповича в Северном Ледовитом океане // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 5. С. 1215–1220.
4. Карасик А.М., Позднякова Р.А. О зависимости глубины фундамента от его возраста в Европейском бассейне Северного Ледовитого океана // Докл. АН СССР. 1979. Т. 248, № 1. С. 169–174.
5. Любимова Е.А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
6. Любимова Е.А., Томара Г.А., Александров А.Л. Тепловой поток через дно арктического бассейна в районе поднятия Ломоносова // Докл. АН СССР. 1969. Т. 184, № 2. С. 403–405.
7. Любимова Е.А., Томара Г.А., Деменицкая Р.М., Карасик А.М. Измерение теплового потока через дно Северного Ледовитого океана в области срединного хребта Гаккеля // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 6. С. 1417–1420.
8. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 174 с.
9. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 226 с.
10. Любимова Е.А., Сальман А.Г. О связи теплового потока с геологическими структурами дна Северного Ледовитого океана // Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов. М.: Наука, 1984. С. 52–58.
11. Любимова Е.А., Томара Г.А. Методика и результаты исследований теплового потока через дно Северного Ледовитого океана // Там же. С. 43–46.
12. Тектоническая карта полярных областей Земли / Под ред. Б.Х. Егизарова. Л.: НИИГА, 1969.
13. Alexandrov A.L., Lubimova E.A., Tomara G.A. Heat flow trough the Bottom of the Inner seas and lakes in the USSR // Geothermics. 1972. Vol. 1, N 2. P. 73–86.
14. Crane K., Eldholm O., Myhre A.M., Sundor E. Thermal implication for the evolution of the Spitsbergen transform fault // Tectonophysics. 1982. Vol. 89, N 1/3. P. 1–32.
15. Feden R.N., Vogt P.R., Fleming H.S. Magnetic and bathymetric evidence for the "Jermak" hot spot Northwest of Svalbard in the Arctic basin // Earth and Planet. Sci. Lett. 1979. Vol. 44. P. 18–38.
16. Kovacs L.S., Vogt P.R. Depth-to-magnetic source analysis of the Arctic Ocean region // Tectonophysics. 1982. Vol. 89, N 1/3. P. 255–294.
17. Kovacs L.C. Motion along North Strait recorded in the Lincoln Sea: aeromagnetic evidence // North Strait / Ed. P.R. Dawes, I.W. Kerr. Meddr. Greenl. Geosci., 1982. P. 84–96.
18. Langseth M.J., Zielinski G.W. Marine heat flow measurements in the Norwegian-Greenland Sea in the vicinity of Iceland // Geodynamics of Iceland. The North Atlantic area, Kristiyansson / Ed. D. Riedel. Dordrecht. 1974. P. 188–198.
19. Lachenbruch A.H., Marshall B.V. Heat flow through the Arctic Ocean floor; the Canada Basin-Alpharkse boundary // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 4. P. 1223.
20. Lachenbruch A.H., Marshall B.V. Heat flow and water temperature fluctuation in the Denmark Strait // Ibid. 1968. Vol. 73, N 18. P. 5829–5842.
21. Vogt P.R., Kovacs L.C., Bernero C., Srivastava S. Asymmetric geophysical signatures in the Greenland-Norwegian and southern Labrador Seas and the Eurasia basin // Tectonophysics. 1982. Vol. 89. P. 95–160.
22. Zielinski G.W. On the thermal evolution of passive continental margins thermal depth anomalies and the Norwegian-Greenland Sea // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84, N 13. P. 7577–7588.

Е.А. Любимова, В.М. Любошиц, В.Н. Никитина

## ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АНОМАЛИЙ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА В ОСЕВЫХ ЗОНАХ СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИХ ХРЕБТОВ

К настоящему времени накоплен значительный объем данных по геотермике различных геологических структур дна океана. Построены уверенные "длинноволновые" статистически осредненные профили теплового потока  $\bar{q}$  вкrest простираения срединных хребтов в зависимости от возраста  $t$  с шагом осреднения  $\Delta t \sim 5-10$  млн лет [33]. Такие профили служат исходным массивом данных для применения теории интерпретации, развитой в работах Е.А. Любимовой и В.Н. Никитиной [6, 8]. При этом находятся *in situ* числовые параметры глубинного температурного строения хребтов, рассматриваемых с позиций модели интрузии, т.е. внедрения астеносферы в зону теплового контакта литосферных плит.

Так, с помощью обратной задачи геотермики из данных эксперимента на 1974 г. впервые были получены важные для геодинамических построений параметры: произведение мощности литосферы  $l$  на температуру  $T_1$  в ее основании  $l/T_1 \cong 1,6 \cdot 10^{10}$  см.  $^{\circ}\text{C} \pm 10\%$  и эффективные значения  $l = 100$  км на флангах хребтов,  $T_1 \cong 1600^{\circ}\text{C}$ , теплопроводность литосферы  $\lambda_1 \cong 2,9$  Вт/м К и коэффициент теплового расширения плиты  $\alpha_1 \cong (\rho_1 - \rho_{\text{воды}}) \rho_1 \cdot 5,7 \cdot 10^{-5} \cong 4 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ . При интерпретации была определена в первом приближении также и функция геотермы  $T(z)$  под осью хребта [8].

По состоянию на 1980 г., согласно новым данным:  $\bar{q}^{(0)} \cong 0,8$  HFU  $\cong 35$  мВт/м<sup>2</sup> [33];  $\bar{q}_{\text{макс}} = 6-7$  HFU  $\cong 300$  мВт/м<sup>2</sup> [22];  $\bar{q}_{\text{макс}} \cong 10$  HFU  $\cong 450$  мВт/м<sup>2</sup> [16] — получаем уточненные значения  $l \sim 130$  км,  $T_1 \sim 1350^{\circ}\text{C}$  и характеристику термодинамических  $P$ - $T$ -условий непосредственно в зоне поднятия астеносферы, а именно: глубина до интрузивного выступа  $H \cong 25-15$  км, температура частично расплавленных магм в этом выступе  $T_1 \cong 1350-1200^{\circ}\text{C}$ , геотерма над выступом  $T_1 \geq T(z) \geq T_0$  выпукло-вогнутая в зоне восходящей фильтрации магм и выше в зоне промежуточной коромантийной смеси [13].

Накопление данных измерений в осевых зонах хребтов подтверждает наличие все возрастающего к оси естественного разброса значений теплового потока. Это явно доказывает присутствие в теплообмене конвективной составляющей, которая обусловлена процессами проницающей тепловой конвекции флюидов в верхнем слое коры [4] и движением магм, рассолов, воды по разломам и трещинам раздробленной коры. Признаки коровой конвекции воды отмечаются повсеместно там, где мощность осадков невелика или прерывается нарушениями рельефа фундамента. Листер [26, 27] первым предложил качественную геофизическую модель теплообмена в осевой зоне хребта с учетом разного режима гидротермальной циркуляции воды в коровом слое.

Сводка данных статистического осреднения теплотерь вблизи осей хребтов с шагом осреднения  $\Delta t = 1$  млн лет приведена на рис. 1. Здесь представлены профили средних кондуктивных потоков  $\bar{q}_{cd}$  в возрастном интервале 0–8 млн лет, а также данные по средним конвективным потерям  $\bar{q}_{cv}$  при 0–2,5 млн лет. На рис. 1, а дано девять профилей для разных хребтов всего Мирового океана. На рис. 1, б приведены аналогичные три профиля для Северо-Атлантического хребта, построенные в разных широтных полосах. Все профили  $\bar{q}_{cd}$  демонстрируют общее возрастание потерь тепла к центру при известном понижении внутри рифтовой долины.

На рис. 1, в воспроизведены экспериментальные данные по оценкам конвективного вклада потерь тепла для хребта Кольбенсей ( $II - 430$  мВт/м<sup>2</sup>) и Исландии ( $I - 500-600$  мВт/м<sup>2</sup>), собранные В.И. Кононовым и Б.Г. Поляком [14, 15]. Эти данные позволяют оценить на рис. 1, г среднюю величину полного суммарного (кондуктивного и конвективного) потока  $\bar{q}_{tot} = \bar{q}_{cd} + \bar{q}_{cv}$  в 500 мВт/м<sup>2</sup> для Северо-Атлантического хребта в другом сечении.

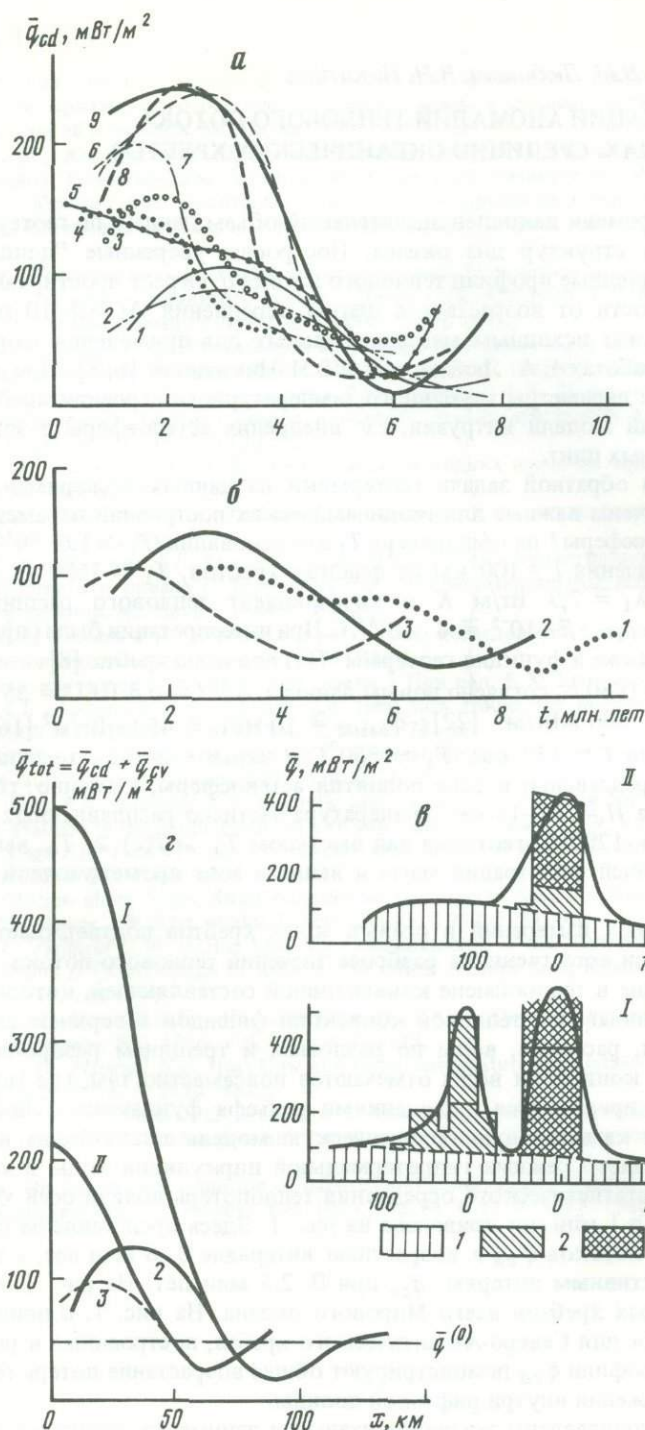


Рис. 1. Осредненные экспериментальные профили теплового потока над осевыми зонами океанических хребтов

$a - \bar{q}_{cd}(t)$  по данным Е.А. Любимовой и др. [3] и Д. Вильямса [34]: 1 - Галапагосский центр расширения, 2 - Центрально-Индийский хребет, 3, 5, 6 - Восточно-Тихоокеанское поднятие (4, 12 и  $30^\circ$  ю.ш.), 4 - хребет Хуан-де-Фука, 7 - хребет Рейкьянес, 8 - Срединно-Атлантический хребет ( $46^\circ$  с.ш.), 9 - хребет Гаккеля; б -  $\bar{q}_{cd}(t)$  по данным А.К. Поповой [16]: 1 - вблизи разлома

Отметим, что в литературе проводилось и еще более тонкое осреднение данных. В работе [7] на основе анализа данных [23] исследовался тепловой режим осевой зоны рифта Красного моря. Результаты детального анализа полигонных съемок вкрест Галапагосского центра расширения собраны в [19]. Известны аналогичные исследования вблизи осей других хребтов. Тонкая статистика большого числа измерений на флангах осевых зон хребтов обнаруживает на профиле кондуктивного теплопотока периодические колебания через 10–12 км. Это свидетельствует о режиме ячеистой циркуляции гидротермальных вод, исследованию которого посвящена также работа [17].

В последнее время усиленно разрабатываются методика и аппаратура прямых измерений конвективных теплопотерь на дне акваторий. Первые уникальные данные, полученные на оси Восточно-Тихоокеанского поднятия в придонном слое воды [21] и над активными гидротермальными зонами Красного моря, указывают на сверхвысокие значения конвективных потерь тепла, порядка  $10^3$ – $10^4$  мВт/м<sup>2</sup> [11, 20]. Однако это имеет место только в пределах очень узкой зоны осевого разлома.

В целом статистика данных, проводимая с различным шагом осреднения в условиях значительного разброса результатов измерений, выявляет типичные особенности суммарных теплопотерь через осевые зоны хребтов, общие для всех хребтов (см. рис. 1). Над самой осью до расстояний 15–20 км отмечается центральный максимум полного теплового потока  $\bar{q}_{tot}(x)$ ; при удалении от оси на расстояния порядка  $10^2$  км и более наблюдается характерный боковой минимум  $\bar{q}_{cv}(x)$  с последующим вторичным максимумом и монотонным затуханием.

Указанные общие закономерности профилей средних теплопотерь позволяют сделать переход к более детальному моделированию внутреннего температурного строения коры и верхней мантии под осевыми зонами хребтов. Известно, что существующие модели интрузии могут объяснить только центральный максимум теплового потока, но они принципиально не в состоянии дать объяснение боковым минимумам теплопотерь. Боковые минимумы отражают, очевидно, специфические особенности механизма теплообмена на дне океана через осадки и кору различной проницаемости, что отмечалось в работах [18, 25].

Авторами в 1982 г. была предложена объединенная тепловая модель интрузии и рефракции для изучения осевой зоны расширяющегося хребта, допускающая постановку соответствующей обратной задачи геотермики [29, 30]. Модель учитывает дополнительную отдачу тепла при движении флюидов в верхнем слое раздробленной коры. При этом было принято, что с изменением расстояния  $x = vt$  режим тепловой конвекции в коре изменяется в связи с различиями в проницаемости коры, в мощности осадков и в степени их консолидированности. Для количественного учета конвективного теплообмена введен физический параметр повышенной эффективной теплопроводности верхней коры.

В статье обсуждаются прямая и обратная задачи геотермики применительно к объединенной тепловой модели интрузии и рефракции в условиях осевых зон хребтов. На примере анализа конкретного профиля суммарных теплопотерь для хребта Кольбенсей (см. рис. 1, в, профиль II) рассматриваются вопросы практической интерпретации опытных данных.

**Объединенная тепловая модель интрузии и рефракции для осевой зоны хребтов.** С физической точки зрения механизм теплопередачи в конвектирующей среде может быть описан количественно путем введения повышенного коэффициента эффективной теплопроводности  $\lambda_{эфф}$ , которая характеризует интенсивность тепловой конвекции

---

Вима, 2 – от разлома Исследователей до района Азорских островов, 3 – от района Азорских островов до разлома Гиббса; в – оценки конвективной части потерь тепловой энергии по данным Б.Г. Поляка и В.И. Кононова [14]: 1 –  $\bar{q}_{cd}$ , 2 – гидротермы, 3 – вулканизм; 2 –  $\bar{q}_{tot}(x)$ , два профиля полных теплопотерь вкрест простирания рифтовой долины Срединно-Атлантического хребта, полученные как сумма  $\bar{q}_{tot} = \bar{q}_{cd} + \bar{q}_{cv}$  кондуктивной и конвективной частей теплового потока; I и II – рассчитаны из кривых 2 и 3 на б; показана зависимость теплопотерь от расстояния ( $x$ , км) до оси хребта ( $x = vt$ , где  $v = 1,2$  см/год), а также от возраста

флюидов и непосредственно связана с проницаемостью среды  $K_{эфф}$  через характерное число Нуссельта. Следовательно, разные теплопроводящие свойства раздробленных блоков коры различной проницаемости приводят к возникновению эффекта рефракции, т.е. перераспределения поля температур в среде и тепловых потоков на ее поверхности.

Рассмотрим систему теплофизических параметров внутреннего строения осевой зоны хребта на основе объединенной интрузионно-рефракционной модели, представленной на рис. 2. Покажем, что данная модель позволяет количественно исследовать тепловой режим хребта и относительную роль конвективного теплообмена в осевой его зоне *in situ*.

Модель дает возможность распознавать внутреннее геологическое строение коры и мантии и определять эквивалентные тепловые параметры хребта в зоне центрального разлома, рифтовой долины и примыкающей области.

Постановка и решение обратной задачи геотермики осуществляются последовательно. На первой стадии с помощью модели интрузии из "длинноволнового" профиля теплового потока, осредненного с крупным шагом  $\Delta t \sim 10$  млн лет, определяем группу ведущих параметров литосферы и зоны интрузии —  $V$ ,  $l$ ,  $T_1$ ,  $\lambda_1$ ,  $h$  и  $d$ , формирующих "глубинный" тепловой поток из астеносферы. Соответствующая методика интерпретации описывалась ранее [8].

Рассмотрим эту группу глубинных параметров (см. рис. 2, *a*, *б*). На разрезе показана нижняя граница литосферы и зоны внедрения горячего вещества астеносферы с температурой  $T_1$ , являющаяся постоянным источником магм. Размеры интрузии:  $h$  в высоту и  $2d$  в ширину, верхняя кромка соответствует местоположению источника тепловой аномалии. Ось симметрии  $x = 0$  на рис. 2, *a* отмечает зону теплового контакта раздвигающихся плит. На рис. 2, *б* показаны модели геотермы  $T(z)$  в области контакта. Согласно теории интерпретации, геотерма  $T|_{x=0} = f(z)$ ,  $0 \leq z \leq l$ , может в прямой задаче быть выбрана произвольно как любая непрерывная функция глубины. Однако в обратной задаче  $f(z)$  должна варьироваться так, чтобы добиться согласования данных теории и эксперимента и решить проблему интерпретации профиля теплового потока  $\bar{q}(x)|_{z=0}$  на поверхности.

На второй стадии анализа предполагаем глубинные параметры модели на рис. 2 в первом приближении известными и рассматриваем экспериментальный профиль  $\bar{q}_{tot}(x)$  (см. рис. 1, *в*, *г*) с более детальным шагом осреднения  $\Delta t \sim 1$  млн лет. Изучаем численно объединенную модель на рис. 2 с учетом влияния коровой рефракции. Варьируем группу поверхностных параметров на рис. 2:  $H^*$ ,  $T^*$  и  $\lambda_{эфф}(x, z)$  — и исследуем обратную задачу о перераспределении глубинного теплового потока вследствие добавочного конвективного теплообмена в горизонтально неоднородной верхней коре. Сопоставляя наблюдаемый профиль  $\bar{q}_{tot}(x)$  с данными расчетов, подбираем эквивалентные теплофизические параметры коры из условия наилучшего согласия профилей экспериментального и расчетного. Полученные в результате такого анализа значения параметров коровой рефракции в модели на рис. 2 и являются решением обратной задачи геотермики в новом приближении (второго порядка точности). Они характеризуют мощность конвектирующего слоя  $H^*$ , температуру в его основании  $T^*$ , эффективную теплопроводность конвектирующей коры  $\lambda_{эфф}(x)$ . Вместе с тем они определяют эквивалентные параметры режима коровой конвекции (соотношение кондуктивной и конвективной составляющих теплового потока, проницаемость коры, скорость движения теплоносителя).

На рис. 2, *a* схематически изображен блок верхней коры мощностью  $H^*$  и шириной  $2d$  с указанием его различной проницаемости на разных расстояниях от оси (в зависимости от механического состояния системы разломов и трещин в коре, от мощности и прерывистости осадочного покрытия). Обозначены три типа проницаемости осадков и коры (по классификации [26]):

1) на самой оси хребта и в непосредственной близости к ней сильно раздробленная кора открыта для подъема и излияния магм и движения воды по разломам и трещинам;

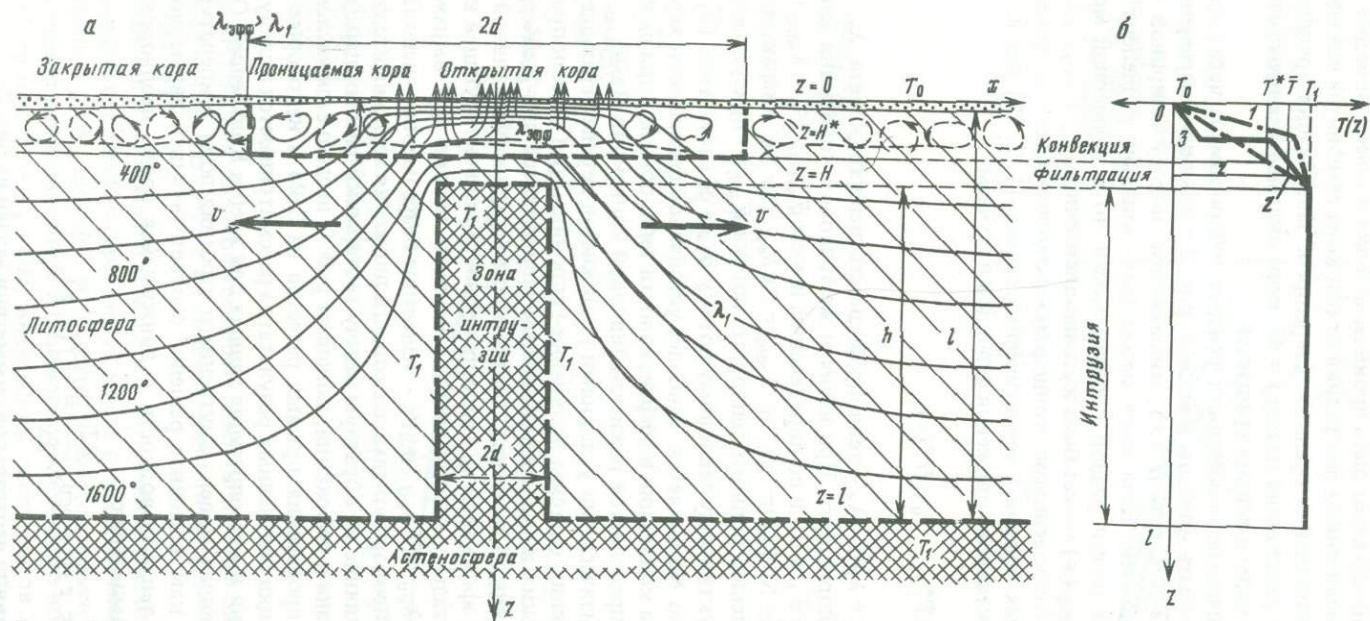


Рис. 2. Объединенная тепловая модель интрузии и рефракции для изучения параметров внутреннего строения коры и мантии в осевой зоне хребта

*a* — общая геофизическая схема модели — теплофизические параметры астеносферного выступа в зоне интрузии и параметры конвектирующего слоя проницаемой верхней коры в зоне рефракции; *б* — различные виды аппроксимаций функции  $T(z)$  — распределения температуры с глубиной под осью хребта: 1 — модели типа моделей Палмассона [31], Хэнкса [24], Листера [28], 2 — модели типа моделей Склетера и Клитгорда [32], Е.А. Любимовой и В.Н. Никитиной [6], 3 — объединенная модель интрузии и рефракции в данной работе как выпукло-вогнутая геотерма 3-го порядка точности. Остальные пояснения в тексте

осадки здесь отсутствуют; режим открытой циркуляции воды развит очень сильно, но является в геологическом времени неустойчивым;

2) при увеличении геологического возраста  $t$  (и расстояния  $x = vt$ ) породы коры покрываются тонким, прерывистым слоем осадков, который отделяет фундамент от морской воды; кора продолжает быть проницаемой для конвекции воды;

3) с дальнейшим увеличением расстояния от оси кора становится все менее проницаемой для воды из-за утолщения осадков, старения и залечивания трещин и разломов. Начиная с некоторого расстояния от оси  $x = \pm a$  кора оказывается практически непроницаемой и циркуляция воды в ней прекращается.

Указанные специфические особенности режима теплообмена через кору различной проницаемости могут быть описаны в модели рис. 2 с помощью переменного параметра  $\lambda_{эфф}(x, z)$  в слое  $0 \leq z \leq H^*(x)$ , занимающем полосу шириной  $-a \leq x \leq +a$ , где  $x$  — расстояние до оси. Если кора может быть зонально разделена на отдельные линейно протяженные блоки разной проницаемости, то в двумерной модели, данной на рис. 2, параметр  $\lambda_{эфф}(x)$  может быть кусочно-постоянным.

В соответствии с современными концепциями теоретической гидродинамики жидких и гидротермальных течений в геологических средах [1, 2, 12] мы в данном случае при отсутствии конвективного движения флюидов получаем

$$\bar{q}_{cd}(x) | \vec{v} = 0 = \lambda_{cd}(T_{(x)}^* - T_0)/H^*(x),$$

где  $\lambda_{cd} = \lambda_s(1 - m) + \lambda_f m$ ,  $\lambda_s$  — теплопроводность твердого скелета;  $\lambda_f$  — теплопроводность флюида;  $m$  — пористость. При наличии же тепловой конвекции движение флюида по трещинам коры  $\vec{v}_f \neq 0$  и по определению имеем  $\bar{q}_{tot} | \vec{v} \neq 0 = \lambda_{эфф}(T^* - T_0)/H^*$ . При этом  $\bar{q}_{tot} | \vec{v} \neq 0 = Nu \bar{q}_{cd} | \vec{v} \cong 0$  и  $\lambda_{эфф} = Nu \lambda_{cd}$ , где  $Nu$  — характерное число Нуссельта, равное отношению полного теплового потока  $\bar{q}_{tot}$  в присутствии конвекции ( $\vec{v} \neq 0$ ) к чисто кондуктивному тепловому потоку  $\bar{q}_{cd}$  в ее отсутствие ( $\vec{v}_f \equiv 0$ ). Хорошо известно, что число  $Nu$  является наиболее устойчивой физической характеристикой интенсивности режима конвекции и эффективности теплообмена (при  $\vec{v}_f \neq 0$ ).

Число Нуссельта определяется режимом тепловой конвекции  $Ra/Ra_{cv}$ , а также дополнительными геофизическими условиями на нижней и верхней границах конвектирующего слоя при решении системы уравнений гидродинамики и теплопроводности. Известен ряд теоретических и экспериментальных зависимостей для  $Ra/Ra_{cv}$  и  $Nu$  в различных типах конвекции. В частности, соотношение между конвективной и кондуктивной составляющими эффективной теплопроводности конвектирующей коры (а следовательно, и горизонтально осредненного теплового потока  $\bar{q}$ ) выражается связью  $\lambda_{эфф} = \lambda_{cd} + \lambda_{cv}$ , где  $\lambda_{cv} = Re \lambda_{cd}$  и  $Re$  — известное безразмерное число Пекле для конвектирующей среды, пропорциональное скорости движения теплоносителя.

Количественное влияние на обратную задачу геотермики разных параметров объединенной модели интрузии и рефракции, данной на рис. 2, исследуется численно. Специальная программа для проведения прямых расчетов на ЭВМ и некоторые методические примеры систематизации полученных результатов рассматриваются в следующем разделе.

**Техника вычислений и интерпретация данных для хребта Кольбенсей.** Общая физикоматематическая численная модель внутреннего строения поля температур осевой зоны хребта определяется как численное решение соответствующей двумерной краевой задачи для уравнения теплопроводности в движущейся среде, неоднородной по теплопроводности и тепловыделению:

$$\text{div} [\lambda(x, z) \text{grad} T(x, z)] - \rho c v_x \frac{\partial T}{\partial x} = -f(x, z),$$

где  $0 \leq z \leq l$  и  $x \geq 0$  ввиду центральной симметрии задачи на рис. 2.

Уравнение учитывает горизонтальное расширение структуры океанического хребта с заданной скоростью движения литосферы от оси  $x = 0$ , а именно  $v_x \equiv v$ . Универсаль-

Рис. 3. Влияние на тепловой поток поперечных размеров зоны интрузии — полуширины  $d$  и высоты  $h$  астеносферного выступа (см. модель на рис. 2, а, где  $h = l - H$ ) для случая  $\lambda_{эфф} = \lambda_1$  и  $v = 0$   
 1 —  $H/l = 0,2$ ; 2 —  $H/l = 0,1$ ; 3 —  $H/l = 0,05$ ;  $d/l = 1/16, 1/8, 1/4$ ; толстыми кривыми выделен вариант  $d/l = 1/8$ . Остальные пояснения в тексте

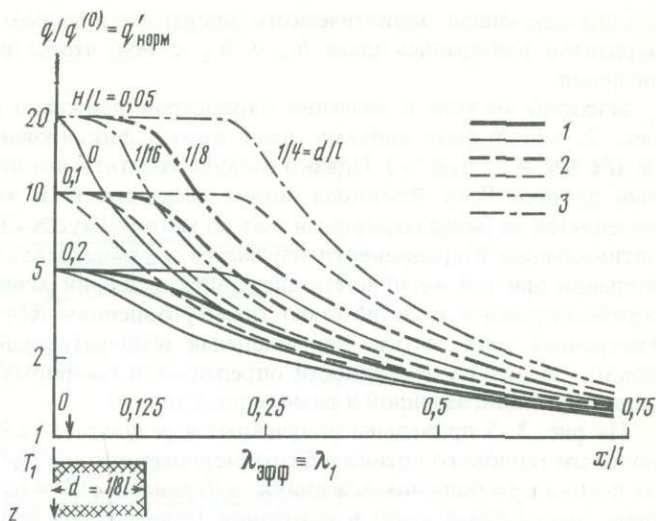
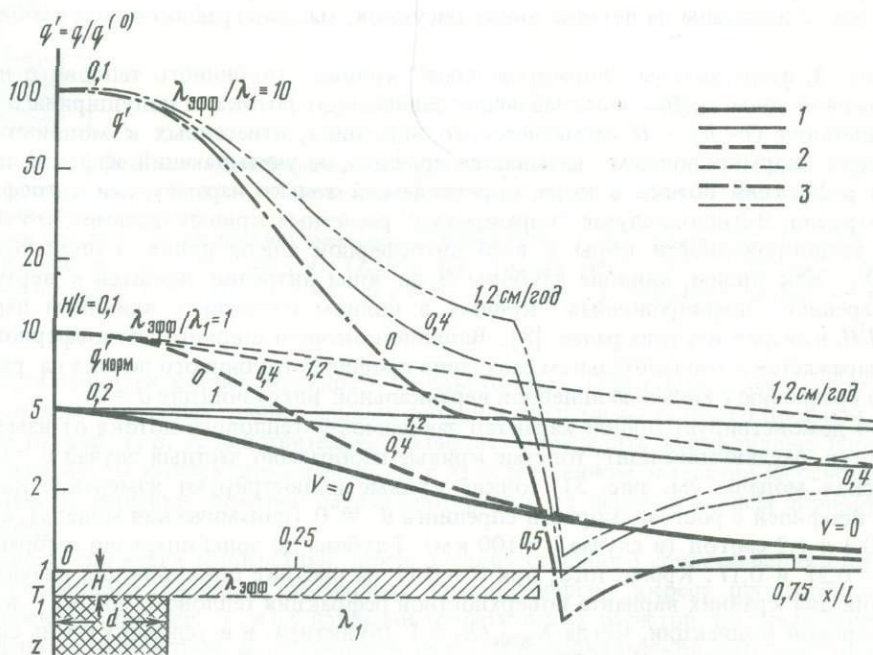


Рис. 4. Влияние на тепловой поток скорости спрединга  $v$  (см. модель на рис. 2, а) и сравнительная величина эффекта коровой рефракции (ср. штрихпунктирные кривые  $q'$  для  $\lambda_{эфф}/\lambda_1 = 10$  и пунктирные кривые  $q'_{норм}$  для  $\lambda_{эфф}/\lambda_1 = 1$ )  
 1 —  $H/l = 0,2$ ; 2 —  $H/l = 0,1$ ; 3 —  $H/l = 0,1$ ;  $d/l = 1/8$ . Остальные пояснения в тексте

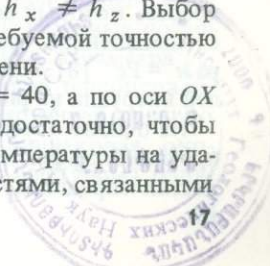


ная программа АНТЕП для расчетов температурных полей в неоднородных геоструктурах, разработанная в [9], базируется на конечно-разностном подходе к решению прямой задачи геотермики [5].

Шаги однородной прямоугольной сетки  $h_x$  и  $h_z$ , равные расстояниям между узлами, в которых вычисляется температура, могут иметь разные значения,  $h_x \neq h_z$ . Выбор шагов и вариантов  $h_x = h_z$  либо  $h_x \neq h_z$  ограничивается только требуемой точностью расчетов, возможностями компьютера и стоимостью машинного времени.

В данной работе при  $h_x = h_z = l/H_z$  выбиралось число шагов  $N_z = 40$ , а по оси  $Ox$  расчетная область продолжалась до  $x = 2,5l$ , т.е.  $N_x = 98$ . Этого достаточно, чтобы пренебречь влиянием возмущения от одномерного распределения температуры на удаленной правой вертикальной границе при  $x_{\max} = l_x N_x$  и погрешностями, связанными

5003



с аппроксимацией эллиптического оператора в любом расчетном узле сетки. В ряде вариантов выбирались шаги  $h_x \neq h_z$  с тем, чтобы выполнить более детальные вычисления.

Масштаб модели и значения параметров движения плиты в модели, указанные на рис. 2, могут быть любыми, если только фиксирован безразмерный параметр Пекле ( $Pe = \kappa' = \rho C v_x l / \lambda_1$ ). Однако следует заметить, что при  $\kappa' > 0,1$  быстрый итерационный процесс Янга—Френкеля может расходиться. В этом случае процесс вычислений заменяется на более медленный счет по методу Гаусса—Зейделя с помощью подстановки оптимального итерационного параметра  $\omega_0$  вместо  $\omega = 1$  [10]. Это увеличивает число итераций при той же точности численного решения разностной алгебраической системы, соответствующей конечно-разностным уравнениям для значений температуры в любой внутренней точке сетки. Вертикальный температурный градиент для вычислений теплового потока на поверхности определяется по формулам численного дифференцирования функции, заданной в разнесенных точках.

На рис. 3–5 приведены полученные в результате расчетов кривые профилей поверхностного теплового потока в безразмерном виде  $q(x)/q^{(0)}$ , где  $q^{(0)}$  — фоновая величина потока при больших значениях  $x/l$ , равная  $q^{(0)} = \lambda_1 T_1/l$ ;  $T_1$  — температура подошвы литосферы и магм в источнике (принималась равной  $n \cdot 1200^\circ\text{C}$ );  $l$  — мощность литосферы (принималась соответственно  $\sim 100$  км);  $x$  — расстояние, км. Параметры модели рис. 2 показаны на легенде внизу рисунков, масштаб графиков полулогарифмический.

На рис. 3 представлены "нормировочные" кривые глубинного теплового потока вкост осевой зоны хребта, показывающие зависимость потока от полуширины  $d$  и глубины залегания  $(l-h) = H$  магматического источника, отнесенных к мощности плиты  $l$ . Здесь "нормировочным" называется профиль, не учитывающий эффекта поверхностной рефракции потока в коре, определяемый только параметрами литосферы и зоны интрузии. В данном случае "нормировка" расчетных кривых означает, что эффективные теплопроводности коры и всей литосферной плиты приняты одинаковыми:  $\lambda_{\text{эфф}} = \lambda_1$ . Как видим, влияние глубины  $H$  до зоны интрузии сводится к вертикальному переносу "нормировочных" кривых в полном согласии с влиянием параметра  $m = l/H$ , которое изучено ранее [8]. Влияние конечной ширины астеносферного выступа выражается в горизонтальном смещении профилей глубинного потока на расстояние  $d$  по сравнению с моделью линейной вертикальной интрузии (для  $d = 0$ ).

Рис. 4 демонстрирует общий характер зависимости теплового потока от изменения скорости  $v$  раздвигания плит: толстые кривые изображают частный случай  $v = 0$  (статистическая модель, см. рис. 3), тонкие кривые иллюстрируют изменение каждого из этих профилей с ростом скорости спрединга  $v \neq 0$  (динамическая модель), а именно  $v = 0,4$  и  $1,2$  см/год (в случае  $l \sim 100$  км). Глубина до зоны интрузии выбрана равной  $H = 0,2l$  и  $0,1l$ . Кроме того, при  $H = 0,1l$  на рисунке показаны для визуального сравнения два крайних варианта поверхностной рефракции теплового потока — в отсутствие коровой конвекции, когда  $\lambda_{\text{эфф}}/\lambda_1 = 1$  (пунктир), и в условиях очень сильной конвекции, порядка  $\lambda_{\text{эфф}}/\lambda_1 = 10$  (штрихпунктир), внутри блока коры:  $0 \leq z \leq H^*$  и  $0 \leq |x| \leq a$ , где  $a = 0,5l$ . Как видим, проникающая тепловая конвекция вызывает перераспределение потерь энергии, которое приводит к усилению теплообмена в центре (над блоком) и к характерному эффекту понижения потока в узкой контрастной зоне скачка теплопроводности вблизи  $x = a$ .

На рис. 4 хорошо виден эффект горизонтального выноса энергии за счет спрединга хребта, который имеет весьма существенное значение. Он количественно согласуется с выявленной ранее общей зависимостью профиля от безразмерного параметра  $\kappa' = Pe$  [8]. Предельные варианты статической  $\kappa' \ll \pi$  и динамической  $\kappa' \gg \pi$  моделей интрузии на рис. 4 тоже хорошо различаются.

На основе объединенной модели рис. 2 был рассчитан широкий набор теоретических профилей эффективного суммарного теплового потока вкост оси хребта при разных скоростях спрединга, температуре и размерах астеносферного выступа, мощности и степе-

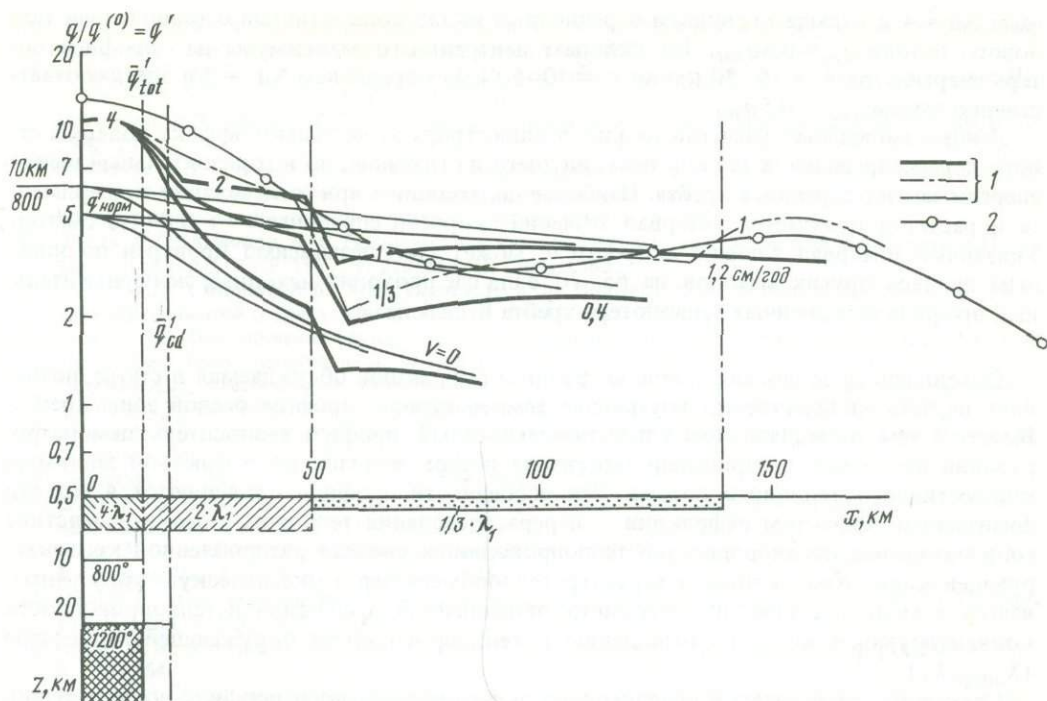


Рис. 5. Сопоставление экспериментального профиля  $\bar{q}'_{tot}(x)$  ( $0 \leq x \leq 50$  км) для хребта Кольбенсей (см. профиль II на рис. 1, 2) с данными теоретических расчетов для области центрального максимума суммарных теплопотерь

Оценки значений параметров внутреннего строения хребта:  $T_1|_H \cong 20$  км  $\cong 1200^\circ\text{C}$ ;  $l \cong 100$  км;  $\lambda_1 \cong 3$  Вт/м К;  $v \cong 0,6-1,2$  см/год;  $d \cong 12,5$  км;  $\bar{T}|_z \cong 10$  км  $\cong 800^\circ\text{C}$ ;  $H^* \cong 5$  км;  $\lambda_{эфф} \cong 4 \cdot v_1$  при  $-d \leq x \leq d$  и  $\lambda_{эфф} \cong 2 \cdot \lambda_1$  при  $d < |x| \leq a$ , где  $a \cong 50$  км (см. рис. 2). Остальные пояснения в тексте

ни раздробленности конвектирующего корового слоя. Результаты этих расчетов показали, что сравнительный анализ данных теории и экспериментального профиля, приведенного на рис. 1, в, г, действительно позволяет определять эффективные теплофизические параметры конвектирующей коры в ее естественном залегании на основе последовательного решения обратной задачи геотермики (с использованием априорной информации).

На рис. 5 приведен конкретный пример количественного сопоставления статистически усредненного профиля суммарных потерь энергии вкосте простирания хребта Кольбенсей (см. рис. 1, в) с данными теоретических расчетов, которые выполнены по значениям параметров, полученным в результате практической интерпретации этого профиля. Верхняя теоретическая кривая на рисунке достаточно хорошо согласуется с данными эксперимента.

Тонкие кривые на рис. 5 показывают "нормировочные" профили глубинного теплового потока (без учета поверхностной рефракции). Полученная в ходе анализа разных вариантов геотерма  $T(z)$  под осью хребта имеет промежуточную температуру  $800^\circ\text{C}$  на глубине  $\sim 10$  км, а температуру магм  $1200^\circ\text{C}$  на глубине  $\sim 20$  км при ширине зоны интрузии  $2d \sim 25$  км. Толстые кривые на рис. 5 — системы профилей тепловых потерь с учетом перераспределения потока на поверхности при варьировании параметра  $v$ .

В результате анализа были получены разные параметры эффективной теплопроводности коры в рифтовой долине и рядом с ней, а мощность конвектирующей коры во всей рассматриваемой зоне центрального максимума теплопотерь одинаковая, около 5 км. В рифтовой долине (непосредственно над астеносферным выступом) полу-

чаем  $Nu \approx 4$  и отсюда оцениваем осредненный вклад конвективной составляющей теплового потока  $\bar{q}_{cv} \approx 0,8\bar{q}_{tot}$ . По склонам центрального максимума на профиле потери энергии (от  $x \approx 15-20$  км до  $x \approx 40-50$  км) определяем  $Nu \approx 2$  и здесь соответственно имеем  $\bar{q}_{cv} \approx 0,5\bar{q}_{tot}$ .

Данные модельных расчетов на рис. 5 иллюстрируют не только эффект поверхностного перераспределения теплототока, идущего из глубины, но и горизонтальный вынос энергии за счет спрединга хребта. Наиболее подходящим при согласовании эксперимента и расчетов получается интервал значений скорости спрединга  $v \sim 0,6-1,2$  см/год. Указанный интервал величин скорости  $v$  может быть независимо проверен по опытными данным других методов на  $65-70^\circ$  с.ш., где проходит исходный экспериментальный профиль осредненных теплотерь хребта Кольбенсей.

Объединенная тепловая модель интрузии и рефракции, обсуждаемая в статье, позволяет изучать количественно внутреннее температурное строение осевой зоны хребта. Вместе с тем эта модель может дать поверхностный профиль теплотерь, демонстрирующий не только центральный максимум потерь энергии, но и боковой минимум кондуктивного теплового потока. Эти особенности профиля объясняются в модели физическим эффектом рефракции — перераспределения теплового потока вследствие горизонтальных неоднородностей теплопроводящих свойств раздробленной конвектирующей коры. Конвективный характер теплообмена через океаническую кору учитывается в модели с помощью параметра повышенной эффективной теплопроводности конвектирующей коры по отношению к теплопроводности окружающей литосферы  $(\lambda_{эфф}/\lambda_1)$ .

Сравнение статистически осредненного экспериментального профиля полных теплотерь над осевой зоной хребта с данными модельных расчетов позволяет проводить геофизическую интерпретацию этого профиля на основе обратной задачи геотермики. Объединенная тепловая модель может дать эквивалентные тепловые параметры строения хребта как результат количественной интерпретации опытных данных. Эти параметры, полученные из осредненного профиля теплового потока, служат реальными осредненными характеристиками внутреннего геологического строения конвектирующей коры и мантии осевой зоны хребта *in situ* в условиях их естественного залегания. В статье представлены результаты практической интерпретации суммарных теплотерь над рифтовой долиной хребта Кольбенсей. Температура в центре на глубине  $\sim 10$  км оценивается в  $800^\circ\text{C}$ , мощность верхней конвектирующей коры — в 5 км, причем относительный вклад конвективных теплотерь составляет в среднем 80–50% полного теплового потока.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1980. 392 с.
2. Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
3. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 176 с.
4. Любимова Е.А., фон Герцен Р., Удинцев Г.Б. О теплообмене через дно океана // Проблемы глубинного теплового потока. М.: Наука, 1966. С. 31–46.
5. Любимова Е.А., Любошиц В.М., Парфенюк О.И. Численные модели тепловых полей Земли. М.: Наука, 1983. 184 с.
6. Любимова Е.А., Никитина В.Н. Анализ сингулярности теплового потока над срединными океаническими хребтами // Докл. АН СССР, 1974. Т. 216, № 3. С. 540–541.
7. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Копербах Е.Б. Тепловые модели морских и континентальных рифтовых зон на примере Красного моря и оз. Байкал // Докл. АН СССР, 1978. Т. 243, № 11. С. 62–65.
8. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей. М.: Наука, 1976. 224 с.
9. Любошиц В.М. Численное решение прямой задачи геотермики // Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976. № 9. С. 115–119.

10. Любошиц В.М. Численное решение прямой задачи геотермики и электроразведки: Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1977. 24 с.
11. Монин А.С., Плахин Е.А., Стунжас П.А. О раслоении горячих рассолов впадины Атлантик II // Докл. АН СССР. 1980. Т. 255, № 2. С. 458–462.
12. Мясников В.П., Фадеев В.Е. Модели эволюции Земли и планет земной группы. М.: ВИНТИ, 1980. 232 с.
13. Никитина В.Н. Задачи математического моделирования Р–Т условий в зонах активных глубинных геологических разломов // История развития теплового поля в зонах различного эндогенного режима стран Восточной Европы. М.: Наука, 1985. С. 46–81.
14. Поляк Б.Г., Кононов В.И. Геоэнергетическая зональность геотермической активности в Исландии // Докл. АН СССР. 1977. Т. 216, № 1. С. 1364–1367.
15. Поляк Б.Г., Смирнов Я.Б., Меркушов В.Н. и др. Новые данные по тепловому потоку в районе хребта Кольбенсей // Докл. АН СССР. 1978. Т. 243, № 1. С. 175–178.
16. Попова А.К. Исследование тонкой структуры теплового потока в Северной Атлантике: Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1982. 19 с.
17. Сальман А.Г., Суетнова Е.И. Тепловой поток в проницаемой коре // Геология морей и океанов: Тез. докл. VI Всесоюз. школы морской геологии. М.: ИОАН СССР, 1984. Т. 2. С. 65–66.
18. Anderson R.N., Landseth M.G., Sclater J.G. Mechanisms of heat flow transfer through the floor of the Ocean // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 3391–3409.
19. Collection of papers // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88, N B2. 82 p.
20. Crane K. Hydrothermal stress and convective patterns of three mid-ocean spreading centres // Tectonophysics. 1979. Vol. 55. P. 211–238.
21. Crane K., Normark W.R. Hydrothermal activity and crustal structure of east Pacific rise at 21 °N // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5336–5348.
22. Davis E.E. et al. Detailed heat flow measurements over the Juan de Fuca ridge system // J. Geophys. Res. B. 1980. Vol. 85, N B1. P. 229–311.
23. Girdler R.W. A review of Red Sea heat flow // Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1970. Vol. 267, N 1181. P. 750–754.
24. Hanks T.C. Model relating heat flow values near, and vertical velocity of mass transport beneath oceanic rises // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 2. P. 537–544.
25. Lewis T. The formation of the oceanic crust // Science. 1983. N 1243. P. 132.
26. Lister C.R.B. On the thermal balance of a mid-ocean ridges // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1972. Vol. 26. P. 515–535.
27. Lister C.R.B. On the penetration of water into hot rock // Ibid. 1974. Vol. 39. P. 465–509.
28. Lister C.R.B. Thermal balance boundary condition at the spreading ridge crest // Rifting problems. Irkutsk: Nauka, 1975. P. 136.
29. Lubimova E.A., Nikitina V.N. On heat flow singularities over mid-ocean ridges // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80, N 2. P. 845–847.
30. Lubimova E.A., Luboshits V.M., Nikitina V.N. Interpretation of heat flow anomalies at oceanic ridge axial zones // Abstr. Pap. Symp. Geotherm., Liblice, CSSR, May-June. 1982. P. 17.
31. Palmasson G. Kinematics and heat flow in a volcanic rift zone with application to Iceland // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1972. Vol. 33. P. 451–464.
32. Sclater J.G., Klitgord K.D. A detailed heat flow, topographic and magnetic survey across the Galapagos spreading center at 86 °W // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 6975–6981.
33. Sclater J.G., Jaupart G., Galson D. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the earth // Rev. Geophys. and Space Phys. 1980. Vol. 18, N 1. P. 269–311.
34. Williams D. Submarine geothermal resources // J. Volcanol. and Geotherm. Res. 1976. N 1. P. 85–100.

*Е.И. Суетнова*

## ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ВБЛИЗИ ОСЕВЫХ ЗОН СРЕДИННО-ОКЕАНИЧЕСКИХ ХРЕБТОВ: К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ ПОЛНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

В последние годы накоплен большой объем данных измерений теплового потока в океанах, однако в осевых зонах из-за отсутствия осадочного чехла непосредственные измерения теплового потока геотермическим зондом затруднены. В результате обобщения имеющихся измерений установлено, что средние тепловые потоки в молодой коре океанов меньше теоретически предсказанных и имеют большую дисперсию [7, 17]. В то же время изучение проявлений гидротермальной активности в коре осевых зон и флангов срединно-океанических хребтов показывает, что циркуляция океанской воды в раздробленной трещиновато-пористой среде коры приводит к активному выносу глубинного тепла и искажению измеряемого на поверхности кондуктивного теплового потока [13–15]. Для флангов рифтовых зон оценки полного выноса тепла производятся путем сопоставления результатов полигонных измерений кондуктивного теплового потока с вариантами численного моделирования стационарной тепловой конвекции в насыщенной жидкостью пористой среде [5, 11]. Аналогичные оценки вклада конвективной и кондуктивной составляющих теплового потока осевых зон затруднены не только из-за отсутствия полигонных измерений кондуктивной составляющей теплового потока, но и из-за того, что конвекция в раздробленной среде коры в условиях осевых зон срединно-океанических хребтов должна иметь существенно нестационарный турбулентный режим [2] ( $R_a > 1000$ ) с характером проявления, связанным с нерегулярной, динамической структурой раздробленности. Нестационарный характер гидротермальной активности осевых зон подтверждается наблюдениями с подводных спускаемых аппаратов как действующих, так и угасших "дымов" [10, 12, 14, 15], причем если оценка выноса тепла отдельным источником возможна [14], то оценка площади зоны питания, необходимая для вычисления полного выноса тепла по полигону, пока представляет значительные трудности.

Подогрев через дно вызывает перемешивание воды в придонном слое, которое начинается на высоте порядка первых сантиметров над дном. Впервые сверхадиабатические градиенты придонных температур, свидетельствующие о перемешивании в придонном слое, были отмечены Е.А. Любимовой и др. [3]. Затем процесс придонного перемешивания был рассмотрен в [18, 19] на основе совместного анализа полей скорости течений и температур, причем отмечалось, что вычисленные в результате обработки наблюдений параметры не являются характеристиками отдельной точки наблюдения, а представляют собой некоторую форму локального среднего в силу статистических свойств проявления турбулентного перемешивания.

Последними теоретическими и экспериментальными исследованиями структуры перемешивания в системе "пористая среда — покрывающий ее слой жидкости" установлено, что гидродинамическая устойчивость этой системы определяется числом Рэлея для слоя жидкости и что такая система является более неустойчивой, чем изолированная пористая среда, насыщенная жидкостью, при тех же гидродинамических параметрах [6].

Учитывая сказанное выше, представляется удобным для оценки полного выноса тепла через молодую кору срединно-океанических хребтов в областях, где изучены параметры распределения температур в придонном слое воды, воспользоваться результатами теории погранслоя, развитой в статистической гидромеханике [4]. Гидродинамический придонный погранслой может быть ламинарным или турбулентным в зависимости от значения  $u_\infty$  (скорость потока на значительном удалении от погранслоя); при  $u_\infty < 1$  мм/с погранслоем ламинарный, при  $u_\infty > 1$  мм/с — турбулентный. Так как

по результатам измерений можно считать, что  $u_\infty$  имеет амплитуду порядка нескольких сантиметров в секунду [1], обоснованно применять методы статистической гидромеханики для анализа течения в придонном слое. Основные уравнения гидродинамического погранслоя записываются следующим образом [4]: в вязком подслое

$$\rho \nu d\bar{u}/dz = \tau = \tau(0) \quad (1)$$

или

$$\bar{u}/u_* = u_* z/\nu, \quad (2)$$

где  $u_* = (\tau(0)/\rho)^{1/2}$  — динамическая скорость (масштаб скорости);  $\bar{u}$  — средняя скорость на высоте  $z$ ;  $\tau$  — напряжение трения,  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $\rho$  — плотность жидкости;

в логарифмическом слое

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (3)$$

где  $k$  — постоянная Кармана;

$$z_0 = \begin{cases} 0,1\nu/u_* & \text{при } l < 3\nu/u_*, \\ l/30 & \text{при } l > 3\nu/u_*. \end{cases}$$

где  $l$  — характеристический размер шероховатости дна;  $u_*$  можно вычислить по спектру скорости:

$$u_* = (kz)^{1/3} [\alpha^{-1} k^5 / S_k(k)]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\alpha = 0,135$  — универсальная константа.  $S_k(k)$  определяется из наблюдений скорости:

$$\int_0^\infty S_k(k) = \bar{u}^2.$$

Для температуры  $\Theta$  соответствующие уравнения выглядят следующим образом:

в вязком подслое

$$\Theta_* u_* = H/\rho c_p, \quad (5)$$

$$(\bar{\Theta}(0) - \Theta(z))/\Theta_* = u_* z/\gamma, \quad (6)$$

где  $\Theta_*$  — характеристическая температура;  $H$  — тепловой поток;  $\gamma$  — молекулярная теплопроводность;  $c_p$  — теплоемкость жидкости;

в логарифмическом слое

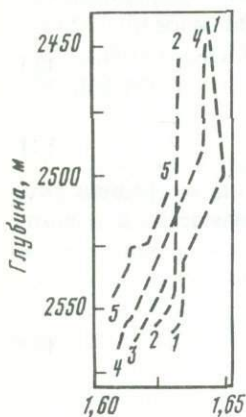
$$\frac{\Theta_0 - \bar{\Theta}(z)}{\Theta_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (7)$$

Из наблюдений течений в придонном слое океанов следует, что  $u_*$  меняется в пределах 0,02–0,2 см/с [18, 19], при отсутствии данных о скоростях потока в погранслое этими оценками можно воспользоваться. Для вычисления теплового потока преобразуем формулы (5), (6) и (7) (последняя записана для двух высот —  $z_1$  и  $z_2$ ). Исключая  $\Theta_0$  и  $\Theta_*$ ,  $z_0$ , получим

$$H = k u_* \rho c_p \Delta \bar{\Theta} / \ln(z_1/z_2). \quad (8)$$

Таким образом, по перепаду осредненных температур на высотах  $z_1$  и  $z_2$  (конкретное распределение температур определяется режимом флуктуаций, т.е. структурой турбулентного потока) мы можем оценить тепловой поток, переносимый от дна течением воды, и, следовательно, поток, поступающий снизу на границу дно–вода. Для оценки теплового потока в качестве примера воспользуемся опубликованными данными наблюдений придонных температур в рифтовых зонах Тихого океана [9]. Подробность съемки позволила произвести осреднение температур (см. рисунок). Сле-

Потенциальная  
температура, °С



Распределение осредненных температур на полигонах Восточно-Тихоокеанского поднятия (21° с.ш.), разлома Сикейрос и Галапагосского срединного центра

Цифры — различные пункты измерений придонных температур

дует отметить, что профили снимались по областям дна, где было обнаружено локальное относительное повышение температуры. Обработывая профили по формуле (8) и взяв значение  $u_* = 0,1$  см/с, получаем:

Восточно-Тихоокеанское поднятие (21° с.ш.):  $H = 50,2$  Вт/м<sup>2</sup>; разлом Сикейрос (четыре варианта): 1)  $H = 12,6$  Вт/м<sup>2</sup>; 2)  $H = 10,5$ ; 3)  $H = 5,02$ ; 4)  $H = 25,1$  Вт/м<sup>2</sup>;

Галапагосский рифт (четыре варианта): 1)  $H = 125,6$  Вт/м<sup>2</sup>; 2)  $H = 163,2$ ; 3)  $H = 251,2$ ; 4)  $H = 251,2$  Вт/м<sup>2</sup>.

Аналогичная задача решалась для осевой зоны Срединно-Атлантического хребта [16] на основе измерений среднего градиента в погранслое. Получены значения  $H = 241,9 - 2419$  мВт/м<sup>2</sup> ( $6 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-4}$  кал/см<sup>2</sup> · с). Как видно из сопоставления, результаты хорошо согласуются.

Полученные значения теплового потока существенно превышают оценки по измерениям кондуктивной составляющей и показывают, что за счет движения воды происходит интенсивное охлаждение молодой коры рифтовых зон. Учитывая цикличность вулканической активности осевых зон срединно-океанических хребтов и связанную с ней периодичность интенсивности гидротермальной циркуляции [8], следует, по-видимому, иметь в виду, что оценки полного выноса тепла по конкретным полигонам, вообще говоря, должны изменяться во времени. Однако при достаточном количестве наблюдений (в предположении эргодичности процесса, реализациями которого являются значения теплового потока, т.е. в предположении, что осреднение по достаточно большому ансамблю реализаций стремится к некоторому фиксированному пределу) указанный способ является, вероятно, простейшим для построения оценки полного выноса тепла через рифтовые зоны, что существенно для построения геодинамических моделей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зейбольд Е., Бергер В. Дно океана. М.: Мир, 1984. 362 с.
2. Каракин А.В., Лобковский Л.И. Механика раздвижения океанской литосферы: Итоги науки и техники. М.: ВИНТИ, 1984. С. 63-151. (Сер. Механика деформируемого твердого тела; Т. 17).
3. Любимова Е.А., фон Герцен Р., Удинцев Г.Б. О теплообмене через дно океана // Проблемы глубинного теплового потока. М.: Наука, 1966. С. 31-41.
4. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. 720 с.
5. Сальман А.Г., Суетнова Е.И. Тепловой поток и гидротермальная циркуляция на флангах срединно-океанических хребтов // Физические свойства вещества и процессы в недрах Земли. М.: ИФЗ АН СССР, 1986. С. 113-125.
6. Сомертон С., Каттон И. О тепловой неустойчивости системы, состоящей из пористого слоя и расположенного над ним слоя жидкости // Теплопередача. 1982. Т. 104, № 1. С. 171-176.
7. Суетнова Е.И. Различия тепловых потоков в молодой коре Тихого и Атлантического океанов // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. № 1. С. 88-91.
8. Saan J.R., Strens M.R. Black smoker fuelled magma by freesing magma // Nature. 1982. N 298. P. 147-149.
9. Crane K. Hydrothermal stress drop and convective patterns at three mid ocean spreading centers // Tectonophys. 1979. Vol. 55. P. 215-238.
10. Crane K., Normark W.R. Hydrothermal activity and crustal structure of the East Pacific Rise 21°N // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85, N B1. P. 299-311.
11. Fehn U., Green K.E., von Herzen R.P., Cashles L.M. Numerical models for hydrothermal field at the Galapagos Spreading Center // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88, N B2. P. 1033-1038.

12. *Hecinián R., Francheteau J., Renard V. et al.* Intense hydrothermal activity at the axis of the East Pacific Rise near 13°N // *Mar. Geophys. Res.* 1983. Vol. 6. P. 1–14.
13. *Lister G.R.B.* On the penetration of water in hot rock // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1974. Vol. 39. P. 465–509.
14. *Macdonald K.C., Becker K., Spiess F.N., Ballard R.D.* Hydrothermal heat flux of the black smoker vents on the East Pacific Rise // *Earth. and Planet. Sci. Lett.* 1980. Vol. 48. P. 1–7.
15. *Macdonald K.C.* Mid-ocean ridges; fine scale tectonic, volcanic and hydrothermal processes within the plate boundary zone // *Annu. Rev. Earth. and Planet. Sci.* 1982. Vol. 10. P. 155–190.
16. *Rona P.A., Thompson G., Mottl M.J.* Hydrothermal activity at the TAG hydrothermal field // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89, N B2. P. 11365–11376.
17. *Sclater J.G., Jaupart Cr., Galson D.* The heat flow through oceanic and continental crust and heat loss of the earth // *Rev. Geophys. and Space Phys.* 1980. Vol. 18, N 1. P. 269–311.
18. *Wimbush M., Munk G.* The benthic boundary layer // *Sea.* 1970. Vol. 4, N 4. P. 147–149.
19. *Wimbush M., Sclater J.G.* Geothermal heat flux evaluated from turbulent fluctuations above the sea flow // *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 76, N 2. P. 529–536.

УДК 550.361.362+551.14

*М.Д. Хуторской, В.А. Голубев*

### ГЕОТЕРМИЧЕСКАЯ АНОМАЛИЯ ПРИХУБСУГУЛЬЯ В СИСТЕМЕ БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ

Геотермические исследования в Прихубсугулье включали измерения теплового потока в скважинах на участках Буринхан и Ардаг, на акватории оз. Хубсугул, а также гелиево-изотопное опробование шести минеральных источников: Улхэн, Булнай, Обони, Дэлгэрбулаг, Билютийн и Чжилгэ (рис. 1).

Крупнейшими структурными элементами Прихубсугулья являются миогеосинклинальные прогибы: Терехольский, Бусингольский, Дархатский и Хубсугульский. Они относятся к Байкальской рифтовой зоне, вписываясь в границы юго-западной части Саяно-Байкальского сводового поднятия [20]. Наиболее погруженной частью Хубсугульского прогиба является впадина оз. Хубсугул, представляющая собой грабен длиной около 150 км и шириной 35 км. Максимальная глубина озера 260 м, а абсолютная отметка уреза воды 1645 м над уровнем моря. На поперечных гипсометрических профилях озера хорошо выражены резкие перегибы ложа, отвечающие сбросовым уступам. Наиболее опущен блок, расположенный между о-вом Дала-Койс и западным бортом впадины. Именно здесь отмечаются максимальные глубины.

Хубсугульскую впадину относят к рифтовым структурам, часто проводя аналогию между ней и впадиной оз. Байкал [7, 10, 15, 19, 28]. Однако Е.В. Девяткин [15] считает Хубсугульский рифт более молодым образованием на основании того, что он не скомпенсирован осадками. Хотя на дне озера имеется тонкодисперсный ил, в который внедрялся зонд-термометр, однако нет никаких сведений о мощности осадков и скорости осадконакопления. Подобная информация позволила бы судить о динамике структуры в период седиментации.

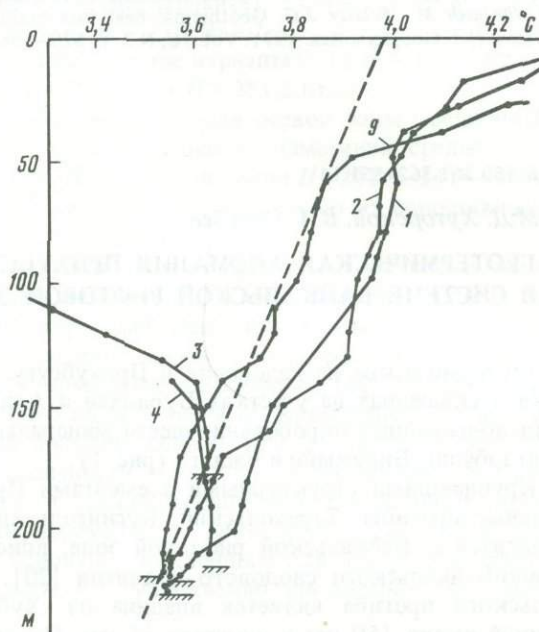
Для геотермических измерений на дне озера использовался кабельный зонд-термометр, применявшийся ранее для работ на оз. Байкал [5]. Он состоит из четырех датчиков температуры (термисторов), расположенных на расстоянии 0,8 м один от другого, снабженных нагревателями, используемыми при измерениях коэффициентов теплопроводности донных илов в их естественном залегании. Зонд-термометр был связан с аппаратурой на поверхности посредством трехжильного бронированного кабеля. Кабель наматывался на ручную лебедку, жестко закрепленную на моторной лодке. Измерения на озере зимой проводились со льда с помощью каротажной станции. Регистрирующая аппаратура состояла из моста постоянного тока и гальванометра. Во время летних работ для исключения влияния колебаний лодки на показания галь-



Рис. 1. Схема геотермической изученности Прихубсугуль  
1 — измерения теплового потока в скважинах; 2 — места отбора газовых проб; 3 — станции измерений теплового потока на оз. Хубсугул

Рис. 2. Температурные разрезы воды до дна (штриховка) оз. Хубсугул

Измерения проводились на станциях: 1, 2 — 24—25.07.80; 3, 4 — 18—19.02.82; 9 — 31.07.82. Пунктирная прямая — температура максимальной плотности пресной воды



ванометра он устанавливался на специально сконструированном кардановом подвесе. Абсолютная температура измерялась с погрешностью  $\pm 0,03^\circ\text{C}$ . Использование кабельного прибора позволило регистрировать температуры любой точки водной толщи. Моменты касания прибором дна и отрыва от дна четко фиксировались по динамометру, на котором висел блок-счетчик с кабелем, и по показаниям термодатчиков. Теплопроводность измерялась методом игольчатого зонда. Мощность, выделяемая единицей длины нагревателя, составляла 3 Вт/м. В конце трехминутного разогрева температура внутри датчика лишь на 2–3  $^\circ\text{C}$  превышала температуру окружающих пород. Поэтому можно считать, что теплопроводность измерялась при естественных температурах донных илов.

Озеро расположено в зоне островной мерзлоты. Средняя многолетняя температура воздуха на побережье (пос. Хатгал) составляет  $-6^\circ\text{C}$  [2]. Сведений о температуре воды очень мало, и они относятся в основном к безледному периоду. Максимальная температура воды на поверхности озера составляет  $10^\circ\text{C}$ , а на глубине 100 м она изменяется от 3 до  $4^\circ\text{C}$ . Два измерения на глубине 200 м дали значение  $3,7^\circ\text{C}$  [1], после чего был сделан вывод, что "на глубине 200 м температура воды практически постоянная в течение года ( $3,7\text{--}3,8^\circ\text{C}$ )" [1, с. 199]. Ниже 200 м наши измерения температуры являются первыми.

Из девяти исследованных станций для пяти получены вертикальные температурные разрезы воды до дна (рис. 2). На остальных станциях измерены только придонные

температуры. Полученные результаты показали, что в июле 1980 и 1982 гг. температура воды уменьшалась от поверхности до дна. В нескольких метрах от дна скорость падения температуры снижается и состояние придонных вод в вертикальном направлении близко к изотермическому. В зимний период толщина изотермического слоя возрастает (см. табл. 1; ст. 3, 4). Из этих данных можно сделать вывод, что независимо от времени года наиболее низкие температуры наблюдаются в наиболее глубоких местах озера. Это же характерно и для других озер — Биннен [27], Байкала [5]. Такая особенность термического режима многих озер связана, по-видимому, с изменением плотности пресных вод в зависимости от давления и температуры. Как известно, при атмосферном давлении и температуре  $4^{\circ}\text{C}$  плотность пресной воды максимальна. С увеличением глубины (давления) температура максимальной плотности воды понижается со скоростью  $2,1 \text{ K/км}$  [26]. Эта теоретически рассчитанная зависимость представлена на рис. 2. Как видно на рисунке, распределение температур в Хубсугуле по вертикали таково, что придонные воды в течение всего года имеют максимальную плотность из возможных на данной глубине. Это увеличивает их вертикальную устойчивость и тем самым ухудшает условия проникновения ко дну сезонных температурных вариаций.

Согласно многолетним данным по оз. Байкал, температурный максимум в поверхностных слоях воды наблюдается в июле, а на глубину 250–300 м приходит лишь в декабре—январе, т.е. почти через полгода. Температурный минимум на указанных глубинах наблюдается в июле—августе, т.е. тоже смещается на полгода [25]. Такой же сдвиг во времени температурных изменений с глубиной выявлен и на высокогорном оз. Иссык-Куль [23].

По нашим данным, зимние температуры придонных вод Хубсугула выше их летних величин на  $0,08\text{--}0,1^{\circ}\text{C}$ . С учетом этого, а также рассмотренных примеров по другим озерам можно полагать, что приход температурных максимума и минимума к границе дно—вода в глубоководной части озера происходит в январе и июле соответственно, а температуры у дна в первом приближении изменяются по закону

$$T = T_{\text{ср}} + A \sin 2\pi t/p, \quad (1)$$

где  $p$  — период колебаний, равный 1 году;  $A$  — амплитуда колебаний  $0,05^{\circ}\text{C}$ ;  $t$  — время;  $T_{\text{ср}}$  — среднегодовая температура придонных вод Хубсугула, которую для района ст. 1–4 и 7–9 можно считать равной  $3,58^{\circ}\text{C}$  (рис. 3). Эти синусоидальные температурные волны будут распространяться в донные отложения и изменять величину наблюдаемых геотермических градиентов.

В случае колебаний температур на поверхности дна по закону (1) температуры в осадках на глубине  $z$  в момент времени  $t$  с учетом невозмущенного геотермического градиента  $g$  могут быть оценены по формуле [12]

$$T(z, \tau) = T_{\text{ср}} + gz + A \exp\left(-z \sqrt{\frac{\pi}{ap}}\right) \sin\left(\frac{2\pi\tau}{p} - z \sqrt{\frac{\pi}{ap}}\right) = T_{\text{ср}} + gz + \Delta T(z, \tau), \quad (2)$$

а измеренный температурный градиент в донных илах — из выражения

$$\begin{aligned} g_{\text{из}} &= g - A \sqrt{\frac{\pi}{ap}} \exp\left(-z \sqrt{\frac{\pi}{ap}}\right) \left[ \sin\left(\frac{2\pi\tau}{p} - z \sqrt{\frac{\pi}{ap}}\right) + \cos\left(\frac{2\pi\tau}{p} - z \sqrt{\frac{\pi}{ap}}\right) \right] = \\ &= g - \Delta g(z, \tau), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $a$  — температуропроводность илов. На рис. 4 приведены результаты расчетов по формуле (3) величины  $\Delta g$  для времени проведения работ (кривые II и VII), а также для сравнения и по некоторым другим периодам года. Температуропроводность донных илов была принята  $0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ . Из представленных графиков следует, что даже столь небольшие сезонные колебания температур у дна водоемов, которые приняты для Хубсугула ( $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$ ), обуславливают существенные искажения геотермического градиента. Если принятая схема запаздывания сезонных температурных волн соот-

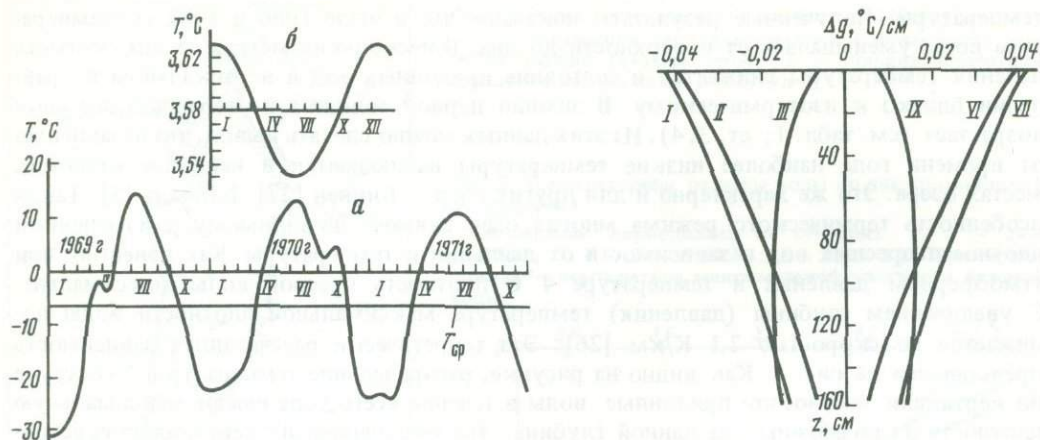


Рис. 3. Изменение среднемесячных температур на побережье оз. Хубсугул (пос. Хатгал) [2] (а) и рассчитанная модель изменения температуры придонных вод в глубоководной зоне озера (б). Римские цифры – месяцы года

Рис. 4. Вариации сезонного температурного градиента в донных отложениях оз. Хубсугул, обусловленные колебаниями температуры придонных вод. Римские цифры – месяцы года

ветствует фактическому термическому режиму у дна озера, то измеренные на Хубсугуле в летний период температурные градиенты должны быть завышенными, а в зимний период – заниженными относительно их неискаженных величин. Сезонные вариации градиента максимальны вблизи поверхности дна, а на глубинах 1 и 1,5 м они не превышают  $\pm 30$  и  $\pm 16$  мК/м соответственно. Для других периодов года сезонные влияния будут меньше по абсолютной величине и меньше изменяться по глубине (см. рис. 4, кривые III и IX).

Величина теплопроводности донных осадков была измерена в естественном залегании на двух станциях летом 1980 г. В остальных случаях величина коэффициента теплопроводности принималась или с учетом этих измерений, или из косвенного определения теплопроводности по влажности. Теплопроводность рассчитывалась по формуле

$$1/\lambda = 0,268 + 0,0169 W, \quad (4)$$

где  $W$  – весовая влажность, %;  $\lambda$  – теплопроводность, Вт/м К.

Грунтовые колонки были отобраны вблизи ст. 1–4. В интервале глубин от 0 до 30–50 см грунт был представлен мягкими серо-зелеными алевролитоглинистыми илами с влажностью 80–50%. Величина теплопроводности этих илов, согласно формуле (4), составляет 0,7 Вт/м К. Ниже этого слоя в интервале изученных глубин 50–95 см находились плотные серо-голубые глины, имеющие весовую влажность 30–35% и соответственно теплопроводность 1,2–1,1 Вт/м К.

На ст. 1 в донный грунт были заглублены два датчика термозонда, на глубину 1,4 и 0,6 м. Третий датчик находился в 0,2 м выше дна. Теплопроводности, измеренные нижним и верхним датчиками, оказались соответственно 1,4 и 1,2 Вт/м К. На ст. 2 в осадки было погружено три датчика на глубины 1,8; 1 и 0,2 м. Измеренные коэффициенты теплопроводности соответственно равны 1,4; 1 и 0,8 Вт/м К. Теплопроводность осадков на ст. 3–9 не измерялась, а была принята равной 1 Вт/м К. Несомненно, это вносит ошибку в результат определения теплового потока, поэтому оценки теплового потока на ст. 5 и 6, где определений теплопроводности вообще не было, относятся к более низкому классу точности по сравнению с остальными точками.

В теплофизическом отношении выявляется двухслойность донных осадков оз. Хубсугул. Теплопроводность верхнего слоя грунтов толщиной около 0,5 м в 1,5 раза меньше теплопроводности расположенных под ними более плотных осадков. Подоб-

Таблица 1

Результаты геотермических исследований в оз. Хубсугул

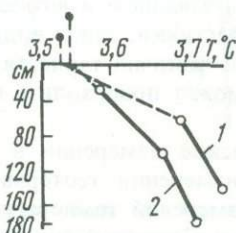
№ станции	Координаты		Глубина озера, м	Температура воды у дна, °С	Заглубление нижнего датчика, м	Геотермический градиент	Теплопроводность, Вт/м К	Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>	Время наблюдения
	с.ш.	в.д.							
1	50° 57'	100° 24'	230	3,52	1,4	75*	1,2**	83	Июль, 1980
2	50° 59'	100° 23'	220	3,53	1,8	50*	1,1**	60	"
3	51° 00'	100° 20'	180	3,62	0,8	74	1	74	Февраль, 1982
4	51° 00'	100° 23'	215	3,63	1,8	83	1	83	"
5	51° 10'	100° 27'	215	3,67	1,8	120	1	120	"
6	51° 07'	100° 27'	209	3,68	1,6	113	1	113	"
7	51° 00'	100° 28'	218	3,54	1,3	130	1	130	Июль, 1982
8	51° 00'	100° 31'	205	3,55	1,2	500	1	500	"
9	51° 01'	100° 33'	155	3,56	1,0	0	1	0	"

\* Рассчитано по разности температур между двумя нижними датчиками.

\*\* Рассчитано как среднее значение коэффициентов теплопроводности, измеренных двумя нижними датчиками в естественном залегании осадков.

ная двухслойность осадков обнаружена и на большинстве станций на Байкале. Для этого озера резкая смена типа донных отложений по глубине объясняется различными условиями осадконакопления: нижние, более плотные осадки накапливались в условиях мелководного Байкала [4]. Скорости седиментации в Байкале и Хубсугуле существенно различаются. Для открытых районов Байкала она составляет в среднем 4 см/1000 лет. Основную долю осадков, отлагающихся на дне озер, вносят реки. Площадь водосбора для Байкала почти в 20 раз превышает площадь акватории озера, для Хубсугула эти площади различаются лишь в 2 раза. В соответствии с этим и скорость седиментации в Хубсугуле при прочих равных условиях, видимо, на порядок ниже, чем в Байкале. Расчеты показывают, что поправка к тепловому потоку за счет отложения осадков в Хубсугуле не превышает первые проценты.

Рис. 5. Изменение температуры с глубиной в донных отложениях оз. Хубсугул на ст. 1 и 2



Полученные как произведение градиента температуры на коэффициент теплопроводности величины тепловых потоков приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что в пределах группы ст. 1—4, расположенных относительно близко одна к другой, тепловой поток изменяется мало и в среднем составляет 75 мВт/м<sup>2</sup>. На ст. 5 и 6, расположенных в 30 км севернее, тепловой поток примерно в 1,5 раза выше. Очень резкие колебания значений потока зафиксированы на ст. 7, 8, 9, расположенных на одном профиле соответственно в 8, 12 и 14 км от восточного берега. Аномально высокий градиент температуры на ст. 8 и нулевой — на ст. 9 могут быть обусловлены лишь причинами локального характера. Наиболее вероятная из них — это гидротермальная циркуляция.

Исключая из статистической выборки экстремальные значения по двум указанным станциям, получим, что тепловой поток для семи пунктов измерений на Хубсугуле составляет  $95 \pm 26$  мВт/м<sup>2</sup>.

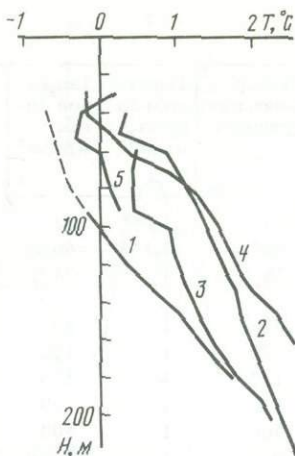


Рис. 6. Термограммы по скважинам Прихубсугуля

1 — Ардаг, скв. 5; 2—5 — Буринхан: 2 — скв. 1, 3 — скв. 207, 4 — скв. 225, 5 — скв. 219

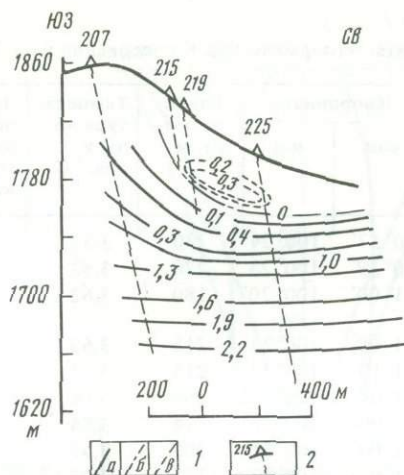


Рис. 7. Геотермический разрез на участке Буринхан

1 — изотермы ( $T, ^\circ\text{C}$ ): а —  $T > 0$ , б —  $T = 0$ , в —  $T < 0$ ; 2 — скважины, в которых проводились измерения температуры, и их номер. Искажение масштаба 1 : 5

Остается необъясненной причина нелинейности нарастания температуры с глубиной на ст. 1 и 2 (рис. 5). Не исключено, что и в других пунктах дна Хубсугула существует подобное распределение температур по глубине. Если такое изменение градиентов не компенсируется соответствующим увеличением теплопроводности, то указанные в табл. 1 величины глубинных кондуктивных тепловых потоков не следует считать достоверными.

Возможная причина обнаруженного нелинейного нарастания температур с глубиной — восходящая фильтрация подземных вод. Субаквальная разгрузка подземных вод на Хубсугуле должна составлять существенную часть в водном балансе озера. На это указывают большие модули подземного стока в окрестностях озера. Особенно они велики на западном и юго-западном побережье, где распространены сильно закарстованные известняки. Здесь вода из многих ручьев и рек с приближением их к озеру полностью или частично теряется и переходит в подрусловый сток [1]. Разгрузка подземных вод может происходить не только в прибрежной, но и в глубоководной части озера.

Геотермические измерения в скважинах проводились по традиционной методике раздельного измерения геотермических градиентов и коэффициентов теплопроводности. Для измерений температуры использовалась мостовая схема с термисторным датчиком, а для измерений теплопроводности — три различных метода [22].

Участки, на которых проведены определения теплового потока, расположены вблизи оз. Хубсугул. Участок Ардаг находится в 5 км от западного берега озера. Устья скважин на 150–200 м превышают гипсометрическую отметку уреза воды. На этом участке измерения проводились дважды. Первая оценка [24] дала значение теплового потока  $58 \text{ мВт/м}^2$ . Мы проводили повторные наблюдения на этом участке в 1980 г. [21]. Результаты измерений представлены на рис. 6. Как видно на рисунке, от устья скважины до глубины 100 м отмечаются отрицательные температуры, а на забое температура равна  $1,84^\circ\text{C}$ . Средний геотермический градиент по этой скважине составляет  $20 \text{ мК/м}$ . Тенденция изменения геотермического градиента с глубиной не выявлено. Бурение осуществлялось в карбонатных породах хубсугульской серии верхнего рифея—нижнего кембрия. Коэффициенты теплопроводности этих пород равны  $2,90 \pm 0,49 \text{ Вт/м К}$ . Таким образом, значение теплового потока составляет  $58 \text{ мВт/м}^2$ .

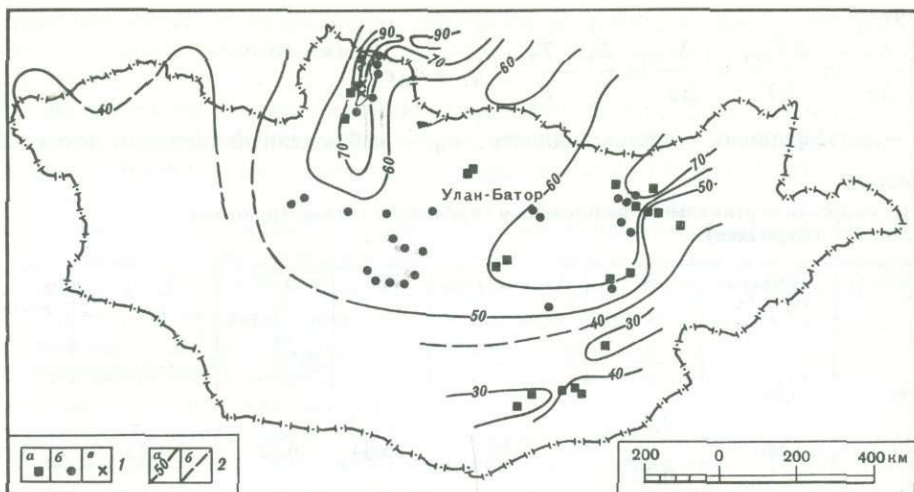


Рис. 8. Схема теплового потока Монголии

1 — пункты измерений теплового потока: а — в скважинах, б — по изотопному отношению  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , в — в дне оз. Хубсугул; 2 — изолинии теплового потока ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ): а — установленные, б — предполагаемые

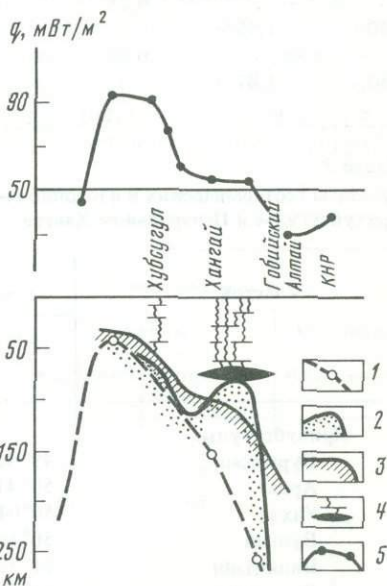


Рис. 9. Глубинное строение Монголии по меридиану  $100^\circ$  в.д. (по [3] с добавлениями)

1-3 — положение кровли аномальной мантии: 1 — по сейсмологическим данным [18], 2 — с учетом расположения областей четвертичного вулканизма, 3 — по геотермическим данным (нестационарная модель); 4 — предполагаемые магматические очаги и подводящие каналы; 5 — профиль измеренного теплового потока

Большой объем исследований выполнен на фосфоритовом месторождении Бурихан, расположенном в южной части Хубсугульского прогиба. На месторождении встречаются отложения преимущественно хубсугульской серии, часто прорванные интрузиями тэсского ( $D_{1-2}$ ) и селенгинского (P) комплексов. Карбонатно-фосфатные породы этой серии имеют падение на юго-запад под углом  $70-80^\circ$ , иногда их залегание опрокинутое. В толще известняков и доломитов развит мощный карст. Из-за этого при бурении скважин происходила потеря бурового раствора (до  $2 \text{ м}^3$  в рабочую смену). После окончания бурения в карстовые пустоты фильтровались метеорные воды, которых в районе Бурихана выпадает более  $400 \text{ мм}/\text{год}$ . Нисходящая фильтрация искажает распределение температур, связанное с кондуктивным теплопереносом. Это хорошо заметно по термограммам (см. рис. 6). Если скорость движения воды направлена вниз, как в данном случае, то термограмма имеет выпуклость к оси глубин [16]. Воспользовавшись вычислительной схемой [14], мы определили скорость вертикальной фильтрации ( $v$ ) и значение глубинного теплового по-

тока ( $q_T$ ):

$$v = \frac{\lambda}{\Delta z} \ln \frac{\Delta T_{i+1}}{\Delta T_i} = \frac{\lambda}{\Delta z} \ln \frac{T_3 - T_2}{T_2 - T_1}; \quad q_T = q_H e^{-\frac{v}{\lambda}(z - z_i)} \quad (5)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $q_H$  — наблюдаемый тепловой поток;  $\Delta z$  —

Таблица 2

Расчет скорости вертикальной фильтрации и глубинного теплового потока по скв. 207 (Буринхан)

Глубина, м	Температура, °С	$\Delta T$	$\Delta T_{i+1}/\Delta T_i = \delta$	$\ln \delta$	$v \cdot 10^{-8} = \frac{\lambda}{\Delta z} \ln \delta$ , м/с	$\frac{v}{\lambda}(z - z_i) = \kappa$	$g_T = g_H \kappa$ , МК/м
100	0,94						
		0,12					
120	1,06		1,83	0,604	0,52	1,83	17,4
		0,22					
140	1,28		1,14	0,131	0,15	1,14	12,5
		0,25					
160	1,53		1,36	0,307	0,53	1,36	21,8
		0,34					
180	1,87						

Таблица 3

Результаты геотермических и изотопно-геохимических исследований в Прихубсугулье и Центральном Хангае

Участок	Координаты		Высота, над ур. моря, м	Интервал исследований в скважинах, м	Геотермический градиент, МК/м
	с.ш.	в.д.			
Прихубсугулье					
Буринхан	49° 46'	99° 56'	1670	20–220	20
Ардаг	50° 41'	100° 13'	1830	20–180	21
Улхэн	50° 04'	100° 03'	1590		
Булнай	50° 46'	100° 48'	1740		
Билютыйн	51° 37'	100° 36'	1700		
Дэлгэрбулаг	51° 33'	100° 25'	1660		
Обони	51° 33'	100° 48'	1700		
Чжилгэ	51° 20'	101° 00'	1800		
Центральный Хангай					
Чулуту	47° 45'	100° 15'	2200		
Халун-Ус	47° 24'	101° 36'	1790		
Шиберту	47° 39'	101° 32'	1650		
Цаган-Сумэин	47° 04'	102° 06'	1750		
Шаргалжут	46° 20'	101° 13'	2170		
Нарин	46° 14'	101° 09'	2000		
Тацаин	46° 08'	101° 36'	1950		
Хэрмэтуин	46° 16'	102° 29'	1900		
Хаджиртэ	46° 54'	102° 46'	1650		
Эмту	46° 20'	102° 41'	1850		

\*Анализы изотопии He выполнены Э.М. Прасоловым и А.А. Сухановым во ВНИГРИ.

\*\*Тепловой поток ( $q$ ) рассчитан по формуле:  $q = 6,94 \cdot \lg(^3\text{He}/^4\text{He}) + 165,1$ .

расстояние по стволу скважины между измеренными температурами  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$ . При расчетах  $\Delta z$  принято равным 20 м,  $\lambda - 2,9$  Вт/м К. Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Значение исправленного геотермического градиента по скв. 207 составляет 21,8 мК/м, тепловой поток  $- 64$  мВт/м<sup>2</sup>; аналогичным образом введена поправка по скв. 225, где градиенты температуры и теплового потока равны 27 мК/м и 78 мВт/м<sup>2</sup> соответственно.

На геотермическом разрезе, построенном по наблюдаемым значениям температуры (рис. 7), отмечается зона сезонного промерзания. Температура в скв. 219 на глубине 50 м составляет  $-0,3^\circ\text{C}$ . Это — экстремальное значение. Таким образом, в верхних 100–150 м разреза скважин действуют одновременно три фактора, искажающие глубинный тепловой поток: фильтрация подземных вод, теплота фазовых переходов в зоне отрицательных температур и влияние рельефа, которое, кстати, на порядок меньше первых двух искажающих факторов.

Геотермические измерения в Хубсугульском прогибе по скважинам, на акватории озера, а также расчет теплового потока по изотопному отношению  $^3\text{He}/^4\text{He}$  (табл. 3) показывают, что эта структура характеризуется повышенным тепловым потоком. Соотношение значений теплового потока в оси прогиба (на акватории озера и в долине р. Эгийн-Гол) и на его периферии такое же, как во впадине оз. Байкал, т.е. их отношение составляет 2:1. Очевидна генетическая связь геотермического режима недр с процессом кайнозойского рифтогенеза Байкала и Хубсугула. Физические модели, адекватные наблюдаемому тепловому полю, неоднократно обсуждались [5,8–11]. Это так называемые модели "трещинной интрузии", "астеносферного диапира" или

Теплопроводность, Вт/м К	Температура источника, °С	He, об. %	$(^3\text{He}/^4\text{He}) \times 10^{-8}$ (измеренное*)	Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>		
				Скважины		Источники
				Измеренный	Исправленный	Измеренный**
2,90				58	78	
2,90				61	61	
	7	0,014	290			77
	47	0,574	46			64
	5	0,018	77			68
	3	0,021				
	3	0,005				
	6	0,004				
	44	0,970	12			55
	80	0,549	26			60
	60	0,643				
	50	0,783				
	90	0,216				
	36	0,237				
	53	0,712				
	53	0,593				
	44	0,722	13			55
	34	0,747				

"большой дайки". С учетом новых геотермических данных в последующем было показано, что Байкальская аномалия распадается на ряд более мелких, обусловленных гидротермальной разгрузкой, не связанной, по-видимому, с интрузивными телами [6]. Приведенные в настоящей статье данные по оз. Хубсугул также свидетельствуют об интенсивном движении подземных вод и о связанном с ним перераспределении глубинного тепла. Следовательно, как для Байкальской, так и для Хубсугульской впадины несомненна большая роль гидротермальной конвекции в механизме теплопотерь верхних горизонтов земной коры.

Байкальско-Хубсугульская рифтовая зона имеет периклинальное погружение в районе излучины р. Эгийн-Гол и не прослеживается в геотермическом поле южнее Болнайского разлома (рис. 8). Однако в Центральном Хангае известны кайнозойские вулканы Хануй, Тарят, Дзара-Толгой, а также обширные поля базальтоидов. Это дало основание Ю.С. Геншафту и А.Я. Салтыковскому [3] считать, что поверхность астеносферы под Центральным Хангаем приближена к поверхности (рис. 9), хотя это и не подтверждается данными сейсмологии [18]. По результатам определения изотопного отношения  $^3\text{He}/^4\text{He}$  в Центральном Хангае (см. табл. 3) мы также не можем сделать вывод о недавнем привносе мантийного материала с ювенильным  $^3\text{He}$  в земную кору [17], а следовательно, и о наличии астеносферного выступа. В спонтанных газах, отобранных в Центральном Хангае, отмечается повышение не  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , а абсолютного содержания He. Это явный признак наличия "коровых" разломов, не дренирующих мантию (Б.Г. Поляк, устное сообщение).

Таким образом, проведенные исследования позволяют говорить о существовании узколинейной геотермической аномалии, пик которой проходит через Байкал, Тункинскую впадину и Хубсугул. Эта аномалия на юге "обрезается" Болнайским швом, который в данном случае можно ассоциировать с трансформным разломом. Комплексные геофизические исследования, которые, к сожалению, в Прихубсугулье пока не проводились, помогли бы установить важные количественные характеристики и понять современную геодинамику южного замыкания Байкальской рифтовой зоны.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батсух Н., Шумеев В.П., Черкасов А.Е., Санарина А.В. Поверхностные воды и водный баланс оз. Хубсугул // Природные условия и ресурсы Прихубсугулья в МНР. М.: Наука, 1976. С. 185–206.
2. Богданова Л.Л., Кулаков В.С., Черкасов А.Е. Физико-географическая характеристика // Природные условия и ресурсы Прихубсугулья в МНР. М.: Наука, 1976. С. 11–23.
3. Геншафт Ю.С., Салтыковский А.Я. Проблемы глубинного строения Монголии // Геология и магматизм Монголии. М.: Наука, 1979. С. 183–195.
4. Голдырев Г.С. Осадкообразование и четвертичная история котловины Байкала. Новосибирск: Наука, 1982. 181 с.
5. Голубев В.А. Геотермия Байкала. Новосибирск: Наука, 1982. 150 с.
6. Голубев В.А. Гео- и гидротермические исследования на Среднем Байкале // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1987. № 7. С. 12–26.
7. Зоненшайн Л.П., Савостин Л.А. Введение в геодинамику. М.: Недра, 1979. 312 с.
8. Зорин Ю.А. Об аномальной мантии и температурном режиме земной коры в Байкальской рифтовой зоне // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979. № 9. С. 37–43.
9. Зорин Ю.А., Лепина С.В. К вопросу о термическом утонении литосферы под континентальными рифтами // Геология и геофизика. 1984. № 7. С. 99–106.
10. Зорин Ю.А., Новоселова М.Р., Рогожина В.А. Глубинная структура территории МНР. Новосибирск: Наука, 1982. 93 с.
11. Зорин Ю.А., Осокина С.В. Модель нестационарного температурного поля земной коры Байкальской рифтовой зоны // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1981. № 7. С. 17–25.
12. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
13. Кепежинская В.В., Павленко А.С., Филиппов Л.В. Кайнозойские базальтоидные ассоциации Монголии и связанные с ними глубинные включения // Основные проблемы геологии Монголии. М.: Наука, 1977. С. 144–156.
14. Лялько В.И., Митник М.М. Исследование процессов переноса тепла и вещества в земной коре. Киев: Наук. думка, 1978. 150 с.

15. Мезозойская и кайнозойская тектоника и магматизм Монголии. М.: Наука, 1975. 308 с.
16. *Огильви Н.А.* Вопросы теории геотемпературных полей в приложении к геотермическим методам разведки подземных вод // Проблемы геотермии и практического использования тепла Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1959. Т. 1. С. 53–85.
17. *Поляк Б.Г., Толстихин И.Н., Якуцени В.А.* Изотопный состав гелия и тепловой поток – геохимический и геофизический аспекты тектогенеза // Геотектоника. 1979. № 5. С. 3–23.
18. *Рогожина В.А., Кожевников В.М.* Область аномальной мантии под Байкальским рифтом. Новосибирск: Наука, 1979. 104 с.
19. *Уфлянд А.К., Ильин А.В., Спиркин А.И.* Впадины Байкальского типа Северной Монголии // Бюл. МОИП. Отд. геол. 1969. Т. 46, вып. 6. С. 5–22.
20. *Флоренсов Н.А.* Мезозойские и кайнозойские впадины Прибайкалья. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1960. 258 с.
21. *Хуторской М.Д.* Новые данные о тепловом потоке в МНР // Докл. АН СССР. 1982. Т. 262, № 2. С. 434–437.
22. *Хуторской М.Д., Попов Ю.А., Коростелев В.М., Семенов В.Г.* Теплопроводность горных пород МНР // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279, № 5. С. 926–929.
23. *Шабунин Г.Д.* Многолетние характеристики температурного режима озера Иссык-Куль // Изв. АН КиргССР. 1982. № 3. С. 39–46.
24. *Шасткевич Ю.Г., Заболотник С.И.* Поток внутриземного тепла в МНР // Stud. geophys. et geod. 1975. Vol. 19, N 2. P. 197–200.
25. *Шмараев М.Н.* Элементы теплового режима озера Байкал. Новосибирск: Наука, 1977. 147 с.
26. *Eklund H.* Fresh water: temperature of maximum density calculated from compressibility // Science. 1963. Vol. 142, N 3598. P. 632–633.
27. *Hänel R.* Eine neue Method zur Bestimmung des terrestrischen Wärmestromdichte in Binnensee // Ztschr. Geophys. 1970. Bd. 36. S. 725–742.
28. *Molnar P., Tapponier P.* Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision // Science. 1975. Vol. 189, N 4201. P. 419–426.

УДК 550.361

*Ю.Г. Шварцман*

## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ИССЫК-КУЛЬСКОЙ ВПАДИНЫ

Начало геотермическим исследованиям в Иссык-Кульской впадине было положено Е.А. Любимовой и Ф.В. Фирсовым в начале 60-х годов [8] измерениями в скважине на площади Большой Оргоchor. Позднее под руководством Е.А. Любимовой были выполнены замеры геотермических градиентов в донных отложениях озера и определена теплопроводность донных илов по трем профилям, пересекающим Иссык-Куль в субмеридиональном направлении [6, 7]. Эти работы способствовали развитию геотермики в Киргизии в последующие годы [14]. В настоящее время накоплен значительный объем фактических данных, позволяющий обобщить представления о тепловом режиме Иссык-Кульской впадины и обрамляющих ее хребтов.

При исследовании геотермических характеристик использовались данные измерений температур в 34 глубоких скважинах [14] и 29 замеров в дне оз. Иссык-Куль [6, 7]. Методика проведения исследований и обработки материалов подробно описана в указанных выше источниках.

Геотермические градиенты и значения теплового потока в скважинах определялись автором для двух уровней – для глубины 1000 м (в большинстве случаев с осреднением на интервал 500–1500 м) и для верхней части палеозойских отложений впадины. Измерения в верхней части палеозоя, вскрытого в диапазоне глубин 60–4848 м, выполнены в 15 скважинах. Поскольку 11 из этих скважин вскрыли изверженные породы кристаллического фундамента, можно считать, что полученное распределение тепловых потоков характеризует тепловое поле верхней части консолидированной коры района исследований.

Сведения о теплопроводности кайнозойских пород впадины по определениям на образцах взяты по данным [8, 14]. Теплопроводность осадочных палеозойских пород

определялась на образцах, отобранных из керна глубоких скважин Большой Оргоchor-3, Шалба-3П и Нововознесенка-4П, а изверженных — на образцах из обнажений прилегающих хребтов Северного Тянь-Шаня и по [12]. Определения выполнены У.И. Моисеенко и Т.З. Чадович. Средняя теплопроводность палеозойских песчаников по скв. Шалба-3П равна 2,35 Вт/м К (3 обр.), гранитов — 2,51 Вт/м К (13 обр.), кварцевых порфиров — 3,61 Вт/м К (3 обр.), филитовых сланцев — 2,67 Вт/м К (20 обр.). В рассчитанные для глубины 1000 м значения теплового потока вводились поправки на длительность осадконакопления, топографические и на влияние прошлых оледенений [8, 14].

На площади исследований около 12 000 км<sup>2</sup> имеется 63 определения теплового потока в молодых осадках и 15 — в верхней части консолидированной коры. В первом случае это соответствует плотности наблюдений примерно для масштаба 1 : 1 500 000, во втором — 1 : 10 000 000. Для удобства сопоставления схематические карты теплового потока построены в масштабе 1 : 1 000 000. С учетом точности определений градиентов и потока в  $\pm 15$ –20% сечение изолиний принято в 20 мВт/м<sup>2</sup>.

Средние значения плотности теплового потока по скважинам на глубине около 1000 м равны 58 мВт/м<sup>2</sup>, в дне оз. Иссык-Куль — 69, для всей впадины — 63, в то время как для Тянь-Шаня — 53 мВт/м<sup>2</sup>. Средняя плотность потока в верхней части консолидированной коры достигает 77 мВт/м<sup>2</sup>. Аномально низкими являются величины потока менее 50 мВт/м<sup>2</sup> на глубинах 1000 м и менее 70 мВт/м<sup>2</sup> в консолидированной коре, аномально высокими — более 70 и 90 мВт/м<sup>2</sup> соответственно. Значения плотности теплового потока на глубине 100 м (рис. 1) в Иссык-Кульской впадине изменяются в пределах 16–134 мВт/м<sup>2</sup>. Данные определений потока в скважинах и в дне озера хорошо увязываются между собой, что позволяет проследить характерные особенности теплового поля по всей впадине. Главной особенностью теплового поля района являются преимущественно северо-западные и подчиненные им северо-восточные ("анти Тянь-шаньские") простирания изолиний потока.

По районированию теплового поля Тянь-Шаня [15] на территорию впадины заходит на западе своей восточной частью Чуйско-Нарынская аномальная зона пониженных потоков. На значительной территории впадины расположена центральная часть Восточно-Киргизской зоны повышенных потоков, а ее восточную окраину занимает Пржевальская зона пониженных потоков. Все рассматриваемые далее локальные аномалии являются элементами поля более высокого порядка по отношению к указанным аномальным зонам.

На западе впадины плотность теплового потока близка к средней (60–66 мВт/м<sup>2</sup>). Ее восточная часть характеризуется значениями ниже фоновых. В пределах Пржевальской аномалии установлены самые низкие тепловые потоки на всей территории Тянь-Шаня — 16 мВт/м<sup>2</sup>. Аномалия вытянута к северо-западу и по простиранию раздваивается на Шалбинский и Тюпский минимумы. Значения потоков здесь не превышают 50 мВт/м<sup>2</sup>.

Наибольшее количество измерений имеется в срединном секторе впадины, и поэтому центральная часть Восточно-Киргизской аномальной зоны изучена наиболее детально (см. рис. 1). Здесь выделены обширная Барскоонская аномалия и южная часть Кунгейской аномалии высокого теплового потока. Барскоонская аномалия, в свою очередь, при детальном рассмотрении распадается на ряд максимумов (Барскоонский, Актерекский, Центрально-Иссык-Кульский) и минимумов (Западно- и Южно-Иссык-Кульский) теплового поля. Наибольшие значения потока достигают 134 мВт/м<sup>2</sup>, наименьшие — 21 мВт/м<sup>2</sup>. Если в восточной части аномалии преобладают высокие значения потоков и северо-западные простирания изолиний, то в ее западной части доминируют пониженные величины потоков и северо-восточные простирания изолиний. Очевидно, такая высокая степень изменчивости теплового поля связана со структурными неоднородностями новейшего и современного этапов тектонической активизации района, с неравномерным осадконакоплением и т.д. В региональном плане оценить влияние этих факторов можно при сопоставлении карт тепловых потоков на глубине 1000 м и в верхней части консолидированной коры. Однако для части впадины,



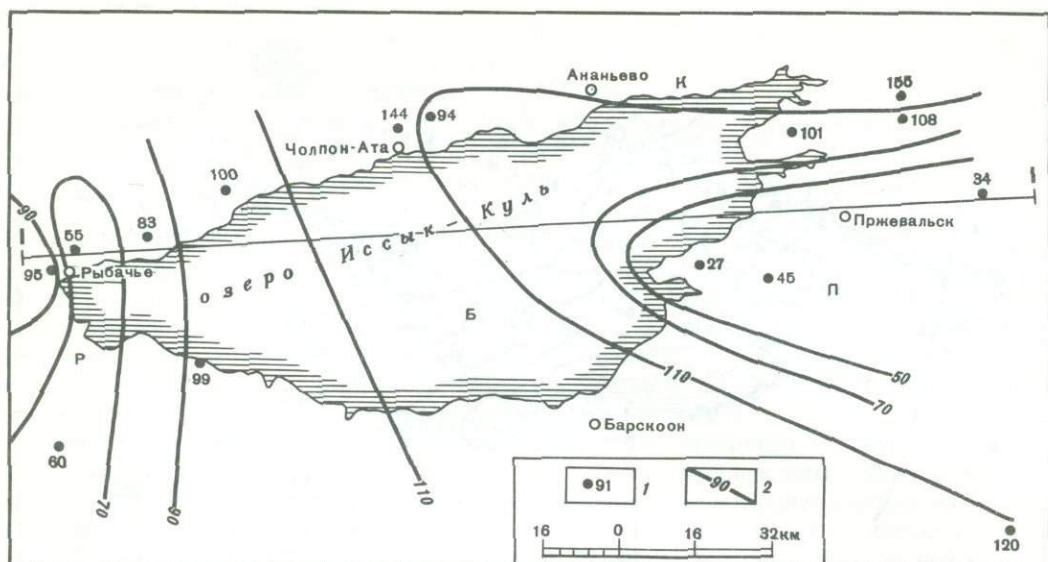


Рис. 2. Схематическая карта теплового потока в верхней части консолидированной коры Иссык-Кульской впадины

1 — точки определения и значения теплового потока в верхней части консолидированной коры ( $\text{мВт/м}^2$ ); 2 — изолинии плотности теплового потока. Аномалии потока: пониженного: Р — Рыбачинская, П — Пржевальская, повышенного: Б — Барскоонская, К — Кунгейская; I-I — линия разреза литосферы

палеозойских пород, тепловой поток с глубиной даже до 5000 м растет незначительно. Трудно предположить, что эти толщи тоже экранируют глубинный тепловой поток. Скорее всего, здесь проявляются основные региональные закономерности его распределения.

В рельефе фундамента впадины, заложенной на Иссык-Кульской глыбе древнего Муюнкумо-Наратского срединного массива, по геолого-геофизическим данным [17] выделяются эпикаледонские прогибы — Восточно-Киргизский на западе и Туюнский на востоке, а между ними — Центрально-Иссык-Кульский массив. Прогибы, заполненные толщами осадков, картируются низкими значениями тепловых потоков, а массив характеризуется Барскоонской аномалией высоких потоков. Кроме того, на массиве в акватории отмечен ряд локальных минимумов потока, которые, скорее всего, связаны с погружениями фундамента и с повышенной мощностью осадков. Подтверждением этому могут быть лишь данные геологической интерпретации аэромагнитной съемки [17]. Температуры на поверхности фундамента прямо зависят от глубин его залегания и от геотермического градиента в осадочном слое. В западной и центральной частях они не более  $60^\circ\text{C}$ , однако на востоке и юго-востоке превышают  $100^\circ\text{C}$  и даже достигают  $144^\circ\text{C}$  на Тасминской площади.

Знание температур на поверхности консолидированной коры, геотермических градиентов в ее верхней части и положение изотермической поверхности Кюри магнетита ( $585^\circ\text{C}$ ) по данным интерпретации нижних кромок зональных аномалий геомагнитного поля Тянь-Шаня позволили в варианте стационарной модели рассчитать геотермограммы, получить значения температур на глубинах поверхности Мохоровичича (М) и определить положение солидуса горных пород, частично насыщенных водой, что характеризует мощность литосферы региона.

По данным сейсмологии [5], в восточной части впадины установлены фоновые глубины поверхности М 50–55 км, а в западной — отмечены выступ поверхности М субширотного простирания и сокращение мощности земной коры до 40–45 км. Темпе-

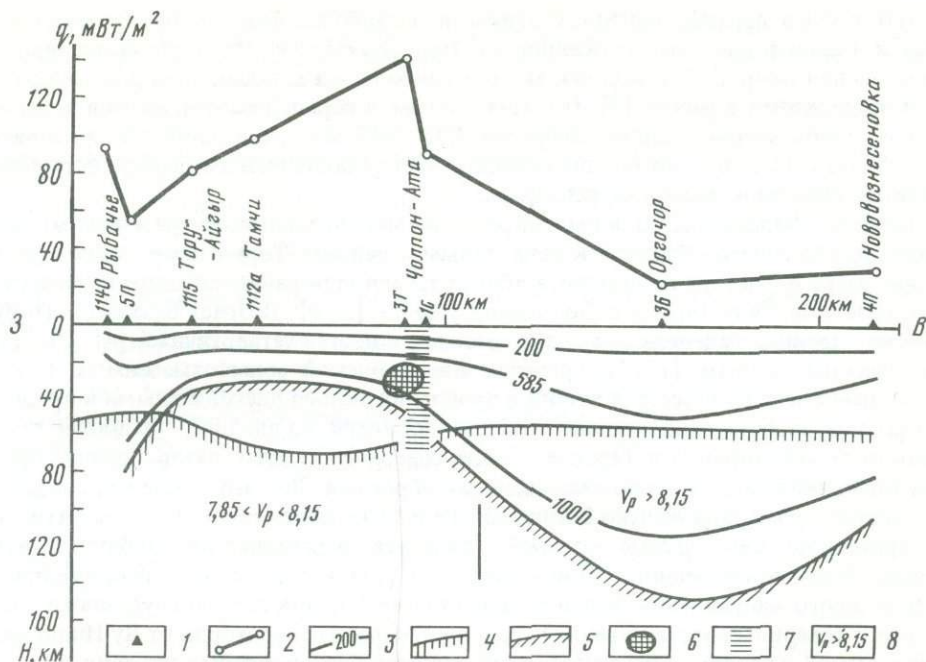


Рис. 3. Разрез литосферы Иссык-Кульской впадины по линии I-I (см. рис. 2)

1 — скважины, вскрывшие верхнюю часть консолидированной коры; 2 — кривая изменения теплового потока в верхней части консолидированной коры; 3 — изотермы ( $^{\circ}\text{C}$ ); 4 — положение поверхности М [7]; 5 — положение солидуса — нижней границы литосферы; 6 — очаг плавления в литосфере; 7 — Барскоонский глубинный разлом; 8 — значения скоростей продольных волн в мантии (км/с) [11]

ратуры здесь достигают  $600\text{--}1000^{\circ}\text{C}$  (рис. 3). В средней части впадины отмечаются утолщение коры и прогиб поверхности М до 65 км, проходящий с севера на юг под Кунгейским хребтом, под всей впадиной и далее под Терскеем. В пределах Барскоонской аномалии, в плане соответствующей зоне утолщения коры, температуры на поверхности М повышены до  $1300\text{--}1500^{\circ}\text{C}$ , что указывает на существенную (5–10%) степень плавления пород в нижней части коры. В этом же районе в нижней части гранитного слоя температуры превышают  $700\text{--}800^{\circ}\text{C}$ , что обеспечивает начало плавления пород кислого состава. Результаты количественной интерпретации аномалий теплового потока показали, что действительно Центрально-Иссык-Кульскому и Барскоонскому максимумам теплового потока соответствуют очаги возможного плавления пород консолидированной коры с центрами на глубинах около 20 и 30 км соответственно, возраст которых не превышает 1 млн лет [16].

Глубины до солидуса (мощность литосферы) в пределах впадины очень изменчивы (см. рис. 3). Если на западе они близки к 60–80 км, а на юго-востоке достигают 150 км, то в районах Барскоонской и Кунгейской аномалий литосфера сокращена до 30–50 км. Таким образом, астеносфера в этих активных районах выражена в пределах коры [9]. Температура "частично мокрого" солидуса [13] изменяется от  $1100^{\circ}\text{C}$  в зонах минимальной мощности литосферы до  $1400^{\circ}\text{C}$  в зонах наибольшей (150 км). Важно отметить, что при определении мощности литосферы по геотермическим данным в варианте "сухого" солидуса [13] сохраняется положение в плане выделенных зон ее сокращения и утолщения, а минимальная мощность литосферы в Барскоонской зоне в обоих вариантах определяется близкими величинами (сходимость 10–15%). Для максимальных значений мощности на юго-востоке впадины расхождения могут достигать 50%.

Интересно сопоставить полученные результаты с определениями скоростей про-

дольных волн в верхней мантии, с данными о наиболее поздних проявлениях вулканизма и неотектонических особенностях Прииссыккуля. Из опубликованных схем распределения скоростей в верхней мантии наибольшей детальностью для района отмечается приведенная в работе [2]. По этим данным, в верхней мантии западной, центральной и северной частей впадины скорости 7,85–8,15 км/с, а в восточной и юго-восточной – более 8,15 км/с, что вполне соответствует установленным особенностям геотермического режима и мощности литосферы.

В пределах Барскоонской зоны сокращения мощности литосферы известны выходы оливиновых базальтов, близких к толеитовым в районах Тору-Айгыра на северном побережье озера и Тоссора на южном, а вблизи западной окраины впадины изучены толеитовые базальты Сулу-Терека в Боомском ущелье [3, 4]. Возраст базальтового вулканизма не древнее палеогенового, а возможно, и неоген-четвертичный [4]. По геоморфологическим данным [10] в пределах Барскоонской зоны отмечены: в Кунгее – область наибольшего поднятия хребта и дробления склона диагональными и продольными сбросами на фоне относительно меньших поднятий, во впадине – наиболее глубоководная часть акватории, а в Терскее – часть северного склона, раздробленная продольными опусканиями и сопровождающими их сбросами. Все эти элементы входят в пересекающую субмеридионально Восточный Тянь-Шань Барскоонскую (Алма-Атинскую) трансорогенную зону, частью которой является Барскоонский глубинный разлом. Неотектонические особенности Прииссыккуля [11] проявляются в напряжениях противоположного направления западнее и восточнее Барскоонского глубинного разлома (южном и северном соответственно), установленных на территории от Чу-Илийских гор до Таримской впадины. Эти напряжения создают благоприятные условия для сдвига блоков земной коры и, возможно, верхней мантии с сопутствующим растяжением. На самом востоке впадины господствуют напряжения, обуславливающие сжатие.

Изучение векторов движения горных масс по механизмам очагов землетрясений на глубинах до 25 км [1] показало, что в условиях регионального для Тянь-Шаня сжатия в Иссык-Кульской впадине выделяется зона растяжения со сдвигом, проходящая в северо-северо-западном направлении, осевая часть которой близка к Барскоонскому глубинному разлому. Правда, по этим данным, сдвиговые напряжения имеют на глубине 25 км направления, противоположные установленным на поверхности [11], что является предметом самостоятельного исследования. Для осевой части впадины характерны условия сжатия. В последние годы проявляется сейсмичность в дотоле асейсмичной части Барскоонского разлома в озере и в горном обрамлении.

Все приведенные факты показывают, что в Иссык-Кульской впадине в настоящее время развивается поперечная рифтовая структура щелевого типа [9]. Прогиб поверхности и большая мощность земной коры в этой зоне (если только в нее не включена здесь рифтовая подушка) свидетельствуют о самой ранней стадии рифтогенеза, еще недостаточно отчетливо проявившейся в поверхностных структурах земной коры, но признаки которой ясно выражены в тепловом поле, в особенностях строения и мощности литосферы, в сейсмичности и позднем вулканизме.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Беленович Т.Я. О векторе максимального смещения горных масс и его связи с сейсмичностью и новейшими движениями земной коры // Геофизическая характеристика и сейсмичность Киргизского Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1984. С. 14–24.
2. Винник Л.П. Исследования мантии Земли сейсмическими методами. М.: Наука, 1976. 198 с.
3. Киселев В.В., Королев В.Г. Палеотектоника докембрия и нижнего палеозоя Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1984. 183 с.
4. Кнауф В.И., Миколайчук А.В., Христов Е.В. Структурная позиция мезо-кайнозойского вулканизма Центрального Тянь-Шаня // Сейсмоструктурная и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1980. С. 3–18.
5. Крестников В.И., Нерсесов И.Л., Штанге Д.В. Четвертичная тектоника и глубинное строение Памира и Тянь-Шаня // Сов. геология. 1980. № 2. С. 78–96.

6. Любимова Е.А., Поляк Б.Г., Смирнов Я.Б. и др. Каталог данных по тепловому потоку на территории СССР. М.: Советский геофизический комитет АН СССР, 1973. № 3. С. 32–54.
7. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 174 с.
8. Любимова Е.А., Фирсов Ф.В. Определение теплового потока в некоторых районах Средней Азии // Проблемы глубинного теплового потока. М.: Наука, 1966. С. 88–105.
9. Милановский Е.Е. Основные типы рифтовых зон материков // Вестн. МГУ. Сер. 4, Геология. 1970. № 2. С. 13–35.
10. Ранцман Е.Я. Геоморфология Иссык-Кульской котловины и ее горного обрамления. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 87 с.
11. Садыбакасов И. Волновые движения земной коры и неотектоническое районирование Тянь-Шаня и Памира // Изв. АН КиргССР. 1978. № 4. С. 20–29.
12. Смыслов А.А., Моисеенко У.И., Чадович Т.З. Тепловой поток и радиоактивность Земли. Л.: Недра, 1979. 191 с.
13. Чермак В. Геотермическая модель литосферы и карта мощности литосферы на территории СССР // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 1. С. 25–38.
14. Шварцман Ю.Г. Глубинный тепловой поток центральной части Северного Тянь-Шаня // Сейсмо-тектоника и сейсмичность Тянь-Шаня, Фрунзе: Илим, 1980. С. 76–93.
15. Шварцман Ю.Г. Тепловые поля Киргизского Тянь-Шаня // Геолого-геофизическое изучение сейсмоопасных зон. Фрунзе: Илим, 1984. С. 100–119.
16. Шварцман Ю.Г., Белицкий В.А. Оценка глубины залегания центров термовозмущающих масс Киргизского Тянь-Шаня // Геотермические исследования в Средней Азии и Казахстане. Ашхабад: Ин-т сейсмологии АН ТССР, 1983. С. 38.
17. Юдахин Ф.Н. Геофизические поля, глубинное строение и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1983. 248 с.

УДК 550.361

*В.Г. Золотарев, В.В. Сочельников*

## ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ КРАСНОМОРСКОГО РИФТА

В последние годы в связи с разработкой теории новой глобальной тектоники плит пристальное внимание исследователей привлекают районы современного формирования земной коры. Одним из таких районов является Красное море. Оно представляет также несомненный интерес как структура развивающегося океана, характеризующаяся специфическими особенностями. К ним относится малая скорость спрединга, интенсивное осадконакопление и широкое развитие глубоководных впадин с горячими рассолами и рудоносными осадками. Все перечисленные факторы находят отражение в тепловом поле. Несмотря на то, что распределение тепловых потоков в Красном море является типичным для районов спрединга, здесь имеются характерные черты, проявляющиеся в тонкой структуре теплового поля. Это в первую очередь сильная дифференциация значений теплового потока в осевой зоне рифта, пониженные значения в пределах тектонических ступеней рифтовой долины и различный уровень теплового поля вдоль рифтовой системы.

Как известно, на тепловой поток влияют такие факторы, как рельеф, осадконакопление, контрастность теплопроводности, скорость спрединга, конвекция придонных вод и ряд других. Учет этих факторов возможен при детальном изучении геологического строения исследуемого района. Это позволит выявить глубинный тепловой поток для количественной интерпретации — определения глубины залегания источника тепла, его геометрии и плотности.

Первые измерения тепловых потоков в Красном море были выполнены в 1966 г. [9, 11]. Высокие значения теплового потока и наличие горячих рассолов в ряде глубоководных впадин вызвали особый интерес геотермиков к этому району. Дальнейшие геотермические исследования позволили выявить ряд характерных особенностей теплового поля и построить карту теплового потока (рис. 1). Всего на акватории Крас-

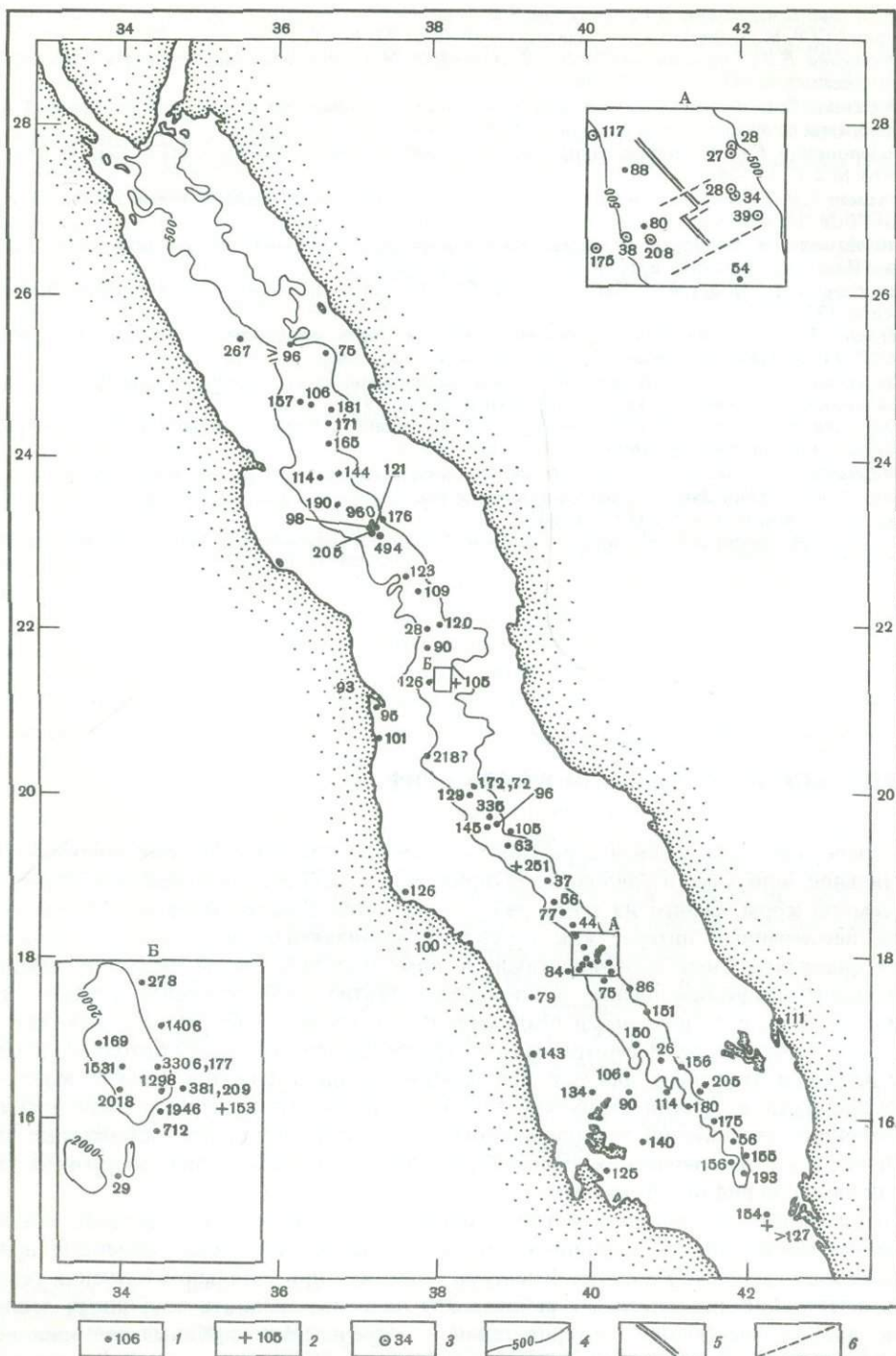


Рис. 1. Карта измеренного теплового потока Красного моря

Значения теплового потока ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ) по данным: 1 – зарубежных авторов, 2 – бурения судна "Гломар Челленджер", 3 – Е.В. Вержбицкого, В.Г. Золотарева [1]; 4 – изобаты (м); 5 – осевая зона рифта; 6 – трансформные разломы

Рис. 2. Тепловой поток впадин Атлантис II, Чейн, Дискавери

1 — границы впадин по глубине залегания рассолов; 2 — значения тепловых потоков, полученных в 3-м рейсе НИС "Профессор Штокман" ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ); 3 — то же, по данным зарубежных авторов

ного моря выполнено около 100 измерений теплового потока, который изменяется от отрицательных значений до нескольких тысяч единиц теплового потока. В целом Красное море является районом высокого теплового потока, и более 90% его замеров превышают средние значения для Земли. Повышенными значениями характеризуются не только участки, прилегающие к осевой зоне рифта, но и периферические области.

В геотермическом отношении в Красноморском рифте можно выделить три области — северную, центральную и южную.

Северная часть рифта простирается от  $26^\circ$  до  $24^\circ$  с.ш. Здесь выполнено всего восемь измерений теплового потока, который изменяется в интервале  $96\text{--}267 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Все измерения находятся в пределах рифтовой долины. В целом уровень теплового поля здесь довольно высок. Отличительная особенность северной части — отсутствие пониженных значений теплового потока.

Сильно дифференцированными значениями теплового потока характеризуется центральная часть рифта, простирающаяся от  $24^\circ$  до  $19^\circ 30'$  с.ш. Это область развития глубоководных впадин с горячими рассолами и металлоносными осадками. Наибольшее количество измерений теплового потока выполнено во впадине Атлантис II. Тепловой поток здесь изменяется от отрицательных значений до  $3300 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Имеется несколько значений, которые превышают  $1000 \text{ мВт}/\text{м}^2$ .

В 3-м рейсе НИС "Профессор Штокман" выполнялись измерения теплового потока во впадинах Атлантис II, Чейн, Дискавери и Шагара (табл. 1). Всего выполнено восемь измерений, причем на одной станции зафиксирован отрицательный геотермический градиент (рис. 2).

По нашим данным, тепловой поток во впадине Атлантис II изменяется от  $-78$  до  $180 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Зарубежными экспедициями получены "ураганные" значения потока, свыше  $3300 \text{ мВт}/\text{м}^2$ , и это измерение не единичное. Значения от  $1000$  до  $2000 \text{ мВт}/\text{м}^2$  получены еще на пяти станциях, как в самой впадине Атлантис II, так и на прилегающих участках выше уровня стояния горячих рассолов. Это типичное распределение

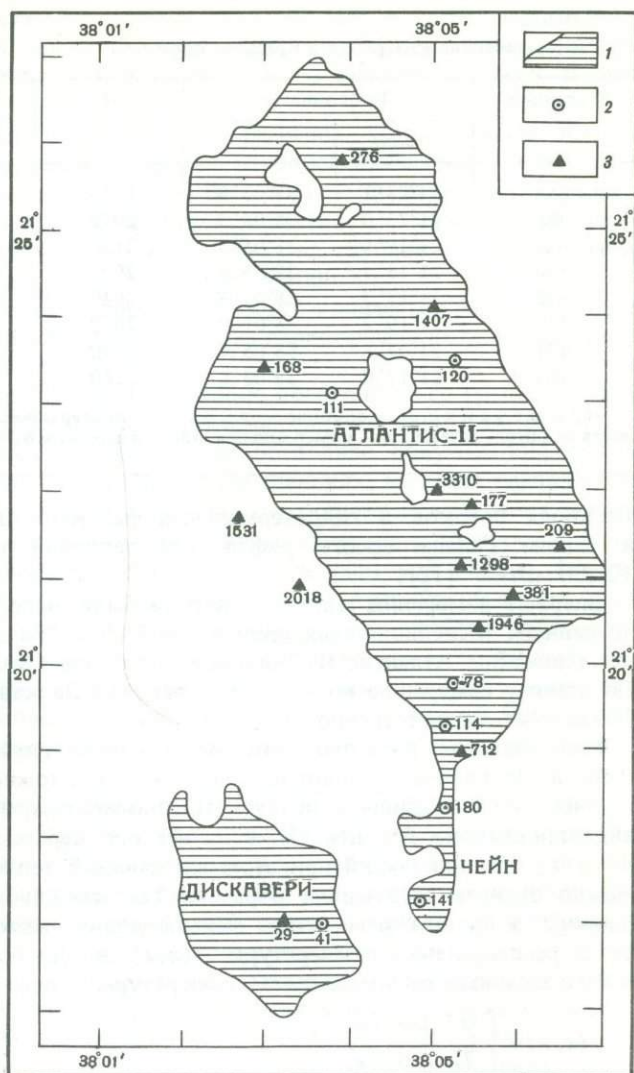


Таблица 1

## Геотермические измерения в Красном море

№ станции	Координаты		H	$\Delta t$	$\lambda$	q
	с.ш.	в.д.				
384	21°23',1	38°03',8	2030	230	0,48	111±10
386	21°23',5	38°05',2	2070	220	0,54	120±12
388	21°19',8	38°05',3	2150	-145	0,54	-78±9
390	21°18',4	38°05',1	2005	290	0,64	180±15
392	21°17',2	38°04',8	2040	170	0,83	141±14
395	21°19',2	38°05',0	2020	220	0,52	114±10
401	21°07',5	38°05',4	2470	120	0,91	109±11
403	21°17',0	38°03',6	2160	60	0,68	41±4

Примечание. H — глубина моря, м;  $\Delta t$  — геотермический градиент, мК/м;  $\lambda$  — теплопроводность осадков, Вт/м К; q — измеренный тепловой поток, мВт/м<sup>2</sup>.

тепловых потоков в гидротермальных районах. Аналогичная картина наблюдается в районе Галапагосского рифта, где тепловой поток изменяется от -125 до 12 200 мВт/м<sup>2</sup> [12].

Впервые измерения теплового потока были выполнены во впадине Чейн, которая, по данным экспедиционных исследований НИС "Вальдивия" [8], является продолжением впадины Атлантис II. Тепловой поток здесь изменяется от 141 до 180 мВт/м<sup>2</sup>. По одному измерению получено во впадинах Дискавери и Шагара со значениями 41 и 109 мВт/м<sup>2</sup> соответственно.

Распределение тепловых потоков в группе глубоководных впадин Атлантис II, Чейн и Дискавери выдвинуло гипотезу о возможности перетекания горячих рассолов из одной впадины в другую. Предполагалось, что источником горячих рассолов является впадина Атлантис II, а из нее они перетекают во впадины Чейн, Дискавери и т.д. Возникающий при этом аномальный тепловой поток, направленный вниз, можно оценить следующим образом. Так как глубина впадины значительно меньше ширины, а ширина значительно меньше длины, можно рассмотреть двумерную задачу о распределении температуры  $T(x, z)$  в однородном нижнем полупространстве  $z > 0$  с заданным распределением температуры на оси:

$$T(x, z) = \begin{cases} 0 & |x| < a, \\ T_0 & |x| > a, \end{cases}$$

где  $2a$  — ширина впадины, начало координат располагается в центре впадины.

Используя решение первой краевой задачи для уравнения Лапласа через функцию точечного двумерного источника [7], получаем выражение для аномальной температуры в виде

$$T(x, z) = \frac{T_0}{\pi} \left( \arctg \frac{a+x}{z} + \arctg \frac{a-x}{z} \right).$$

Отсюда для аномального теплового потока имеем выражение

$$q(x, z) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda T_0}{\pi} \left[ \frac{a+x}{z^2 + (a+x)^2} + \frac{a-x}{z^2 + (a-x)^2} \right].$$

Если принять аномальную температуру рассола равной 60 °С, а теплопроводность металлоносных осадков в среднем 0,70 Вт/м К при полуширине впадины Дискавери 1500 м, а впадины Чейн 500 м, получаем тепловой поток в центре впадин 20 и 60 мВт/м<sup>2</sup> соответственно. Если предположить, что максимальные значения теплового потока во впадинах Чейн и Дискавери должны быть примерно такими же, как

во впадине Атлантис II, то встречного потока тепла  $60 \text{ мВт/м}^2$  явно недостаточно. По-видимому, в этих впадинах также имеются свои источники рассолов, которые не отражаются в измеренных тепловых потоках, как во впадине Атлантис II, из-за малого количества измерений.

Предполагая, что полученные в результате измерения максимальные значения тепловых потоков в рифтовых зонах являются наиболее близкими к суммарным потокам, и принимая  $q \approx 3000 \text{ мВт/м}^2$ ,  $\lambda = 0,70 \text{ Вт/м К}$ , а температуру на поверхности дна  $T_0 = 60^\circ \text{C}$  (температура рассола во впадине Атлантис II), можно в некотором приближении рассчитать температуру в осадках. Так, на глубине 10 м температура должна быть не менее  $100^\circ \text{C}$ , на глубине 200 м — около  $1000^\circ \text{C}$ .

В южной части Красного моря выполнено наибольшее количество измерений теплового потока, не только в осевой зоне рифта, но и на периферических участках. Тепловой поток здесь изменяется от 26 до  $335 \text{ мВт/м}^2$ .

В 3-м рейсе НИС "Профессор Штокман" в районе полигона 18-го градуса в комплексе геолого-геофизических работ выполнялись измерения теплового потока [1, 2]. Отсутствие осадков на центральном поднятии не позволило получить информацию о тепловом режиме осевой зоны рифта. На девяти станциях, которые располагались на расстоянии 10–20 км от осевой зоны, получены кондиционные измерения теплового потока (см. рис. 1). Точки, в которых проводились измерения, приурочены к нижним и верхним ступеням западного и восточного бортов рифтовой долины. Аномально низкие значения ( $27\text{--}39 \text{ мВт/м}^2$ ) получены со стороны Аравийской плиты. Экспериментально доказано, что на склонах срединно-океанических хребтов наблюдаются понижения теплового потока, которые соответствуют возрасту океанической коры около 20 млн лет при скорости раздвижения плит 1–1,5 см в год. В региональном плане это явление объясняет модель двухъярусной конвекции под срединно-океаническими хребтами [3]. В нашем случае возраст океанического дна составляет 1–2,5 млн лет.

Исследования полигона прямоточными геологическими трубками показали, что в разрезе Аравийской плиты в интервале 0–2 м прослеживается горизонт мощностью несколько десятков сантиметров с карбонатными корками. Корки сильно пористы и кавернозны, что создает благоприятные условия для проникновения и циркуляции в них придонных вод. Поскольку осадочный слой, перекрывающий эти карбонатные корки, обычно бывает тонким, то измерение геотермического градиента осуществляется между корковым и осадочным горизонтами, что может приводить к искажению геотермического градиента. Одним из возможных механизмов циркуляции воды в корках является ее прогрев высоким тепловым потоком в подкорковых горизонтах.

Нами экспериментально установлено, что термоградиентограф не пробивал корковый горизонт, и поэтому нижний датчик всегда находился в области циркуляции придонных вод. Возможная скорость циркуляции вод, рассчитанная по формуле Дарси, оказалась примерно около 2 см/год. При расчете принималось

$$v = k \frac{\Delta P}{\eta m l},$$

где  $\Delta P = \Delta t \alpha \rho g \Delta h$ ;  $k = 0,05$  — проницаемость пористой среды;  $\eta = 10^{-2} \text{ г/см} \cdot \text{с}$  — вязкость воды;  $m = 0,15$  — коэффициент пористости осадочных пород;  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$  — плотность воды;  $\Delta t = 330 \text{ мК/м}$  — средний геотермический градиент;  $\alpha = 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  — коэффициент объемного расширения воды;  $\Delta h = 200 \text{ см}$  — превышение между точками наполнения пласта и разгрузки вод;  $g = 980 \text{ см/с}^2$  — ускорение свободного падения.

Как известно [5], подобные скорости движения грунтовых вод вызывают значительные искажения теплового поля в верхнем слое осадков. Пониженные тепловые потоки над карбонатными корками свидетельствуют о том, что в местах измерений по ним циркулировали более холодные и еще не прогретые морские воды. Поэто-

му можно предполагать, что точки измерения тепловых потоков на Аравийском фланге рифтовой зоны располагались вблизи участков забора морских вод, а не их разгрузки.

Таким образом, в общем случае пониженный кондуктивный поток должен наблюдаться не только в местах выноса термальных вод, но и над участками с нисходящими течениями вод, т.е. во всех тех случаях, когда часть общего тепла переносится водами.

Как известно, максимальные величины поправок на влияние искажающих факторов не превышают 100–200%. Следовательно, введение поправок в значения теплового потока, который изменяется на незначительной площади почти на порядок, не имеет смысла. Например, оценочные расчеты показали, что поправка на осадконакопление в пределах исследуемого полигона не превышает 15%, а на рельеф — 5% [1].

Отсутствие данных по теплового потока в осевой зоне рифта на полигоне 18-го градуса затрудняет количественную интерпретацию геотермических данных. Исходя из того, что именно максимальные значения теплового потока являются истинными, мы постарались определить геометрию источника тепла, глубину залегания и плотность дополнительных источников с привлечением зарубежных данных для южной части Красного моря.

Распределение тепловых потоков на Африканской и Аравийской плитах имеет значительный разброс, но в целом наблюдается симметричность с удалением от оси спрединга. Поэтому для определения источника тепла достаточно установить экспериментальную кривую теплового потока по сумме двух крыльев (рис. 3), т.е. полагая, что угол  $\alpha = 0$ . Как видно на рисунке, экспериментальная кривая более приближена к теоретической кривой, чем осредненная, что еще раз подтверждает вывод о правильности оценки тепловых потоков рифтовых зон по их максимальным значениям. Физически это объясняется тем, что в местах, где получены максимальные значения теплового потока, конвекция либо отсутствует, либо ничтожно мала. Хотя в более глубоких горизонтах конвекция может иметь место, создавая устойчивые положительные или отрицательные аномалии.

Количественная интерпретация теплового потока выполнялась палеточным методом [4, 6]. При этом принималась экспериментальная кривая, проведенная по максимальным значениям теплового потока. В результате интерпретации получены следующие параметры: основание пластины залегает на глубине 35 км, вершина — на глубине 3–3,5 км, плотность дополнительных источников тепла составляет 516 мВт/м<sup>2</sup>.

Известно, что под рифтовыми зонами срединно-океанических хребтов мощность литосферы возрастает с удалением от конструктивной границы. Следовательно, основание пластины, которое совпадает с поверхностью литосферы, мы можем экстраполировать на расстояние, где экспериментальная кривая теплового потока пересекается с  $q_0$  (фоновое значение теплового потока). Эта точка находится в 70–80 км от осевой зоны рифта. Соединив плавной кривой основание пластины, расположенное на глубине 35 км и на расстоянии 75 км от оси рифта, с вершиной пластины, которая залегает на глубине 3 км в пределах внутреннего рифта, мы получим мощность литосферы (см. рис. 3). Чтобы убедиться в правильности наших суждений, по данным теплового потока рассчитаем глубину залегания изотермы 1300 °С на расстоянии 70–80 км от оси рифта, которая соответствует температуре ликвидуса базальта на основании решения стационарного уравнения теплопроводности. Геологический разрез на рис. 3 построен по сейсмическим данным [10]. В табл. 2 приведены принимаемые теплофизические параметры. Тепловой поток на поверхности составлял примерно 85 мВт/м<sup>2</sup>. Согласно принятой модели и теплофизическим параметрам, глубина залегания изотермы 1300 °С составляет 40 км. Область между этой изотермой и основанием литосферы, полученная в результате количественной интерпретации аномалии теплового потока, возможно, представляет собой зону фракционно-го плавления пород верхней мантии. Вблизи конструктивной границы (на расстоянии менее 10 км от осевой зоны) расчет температуры не выполнялся, так как здесь ме-

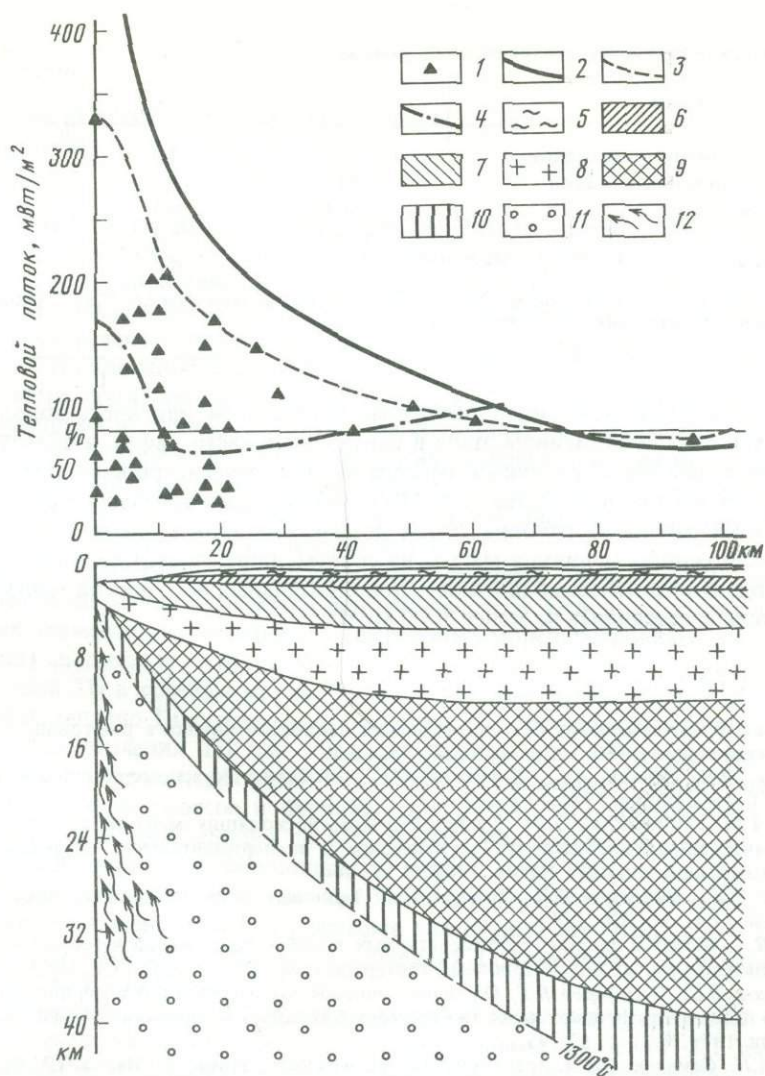


Рис. 3. Геологический и геотермический профили южной части Красного моря на участке между 15 и 20° с.ш.

1 — значения теплового потока; кривые теплового потока: 2 — теоретическая, 3 — экспериментальная, 4 — усредненная; осадки: 5 — нелитифицированные, 6 — литифицированные; 7 — основные породы фундамента; 8 — эвапоритовая толща; 9 — верхняя мантия, перидотиты; 10 — возможная область фракционного плавления; 11 — астеносфера; 12 — зона конвективного теплопереноса

ханизм теплопередачи преимущественно конвективный, что может привести к значительным ошибкам.

Зона конвективного теплопереноса, по-видимому, обладает наибольшей плотностью дополнительных источников тепла по сравнению с прилегающими участками. Создание определенных термодинамических условий в этой зоне, которые выражаются в достижении критической плотности дополнительных источников тепла, приводит к разрыву или проплавлению 3-километровой толщи кристаллической коры в осевой зоне рифта и к излиянию магмы на поверхность дна. Следствием термодинамической эволюции этой зоны, по-видимому, является изменение скорости спрединга в процессе развития Красноморского рифта и его цикличность. Причем термодинамические усло-

Таблица 2

## Теплофизические параметры геологического разреза

Слой	$h$	$\lambda$	$A$
Нелитифицированные осадки	400	2,0	3,00
Литифицированные осадки	600	3,5	3,72
Эвапориты	3500	8,7	3,50
Габбро	5500	5,4	1,11
Лерцолиты	—	6,3	0,10

Примечание.  $h$  — мощность, м;  $\lambda$  — теплопроводность, мкал/см · с · °С;  $A$  — теплогенерация за счет распада радиоактивных элементов, е.г.т.

вия на различных участках рифта различны. Наибольшая плотность дополнительных источников тепла на современном этапе в центральной части рифта, в области развития глубоководных впадин с горячими рассолами, где зарегистрировано максимальное значение теплового потока, составляет 3300 мВт/м<sup>2</sup>. Как отмечалось ранее [8], температура в этом районе на глубине 200 м должна составлять около 1000 °С. Это указывает на возможность излияния магмы на современном этапе. Следовательно, можно сделать вывод, что критическая плотность дополнительных источников тепла в областях спрединга должна составлять не менее 3000 мВт/м<sup>2</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Вержицкий Е.В., Золотарев В.Г.* Исследования теплового потока в рифтовой зоне Красного моря // *Океанология*. 1980. Т. 20, вып. 5. С. 882–886.
2. *Зоненшайн Л.П., Монин А.С., Сорохтин О.Г.* Тектоника Красноморского рифта в районе 18° с.ш. // *Геотектоника*. 1981. № 2. С. 3–22.
3. *Каракин А.В., Лобковский Л.И.* Тепловой режим восходящих мантийных потоков под срединно-океаническими хребтами // *Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов*. М.: Наука, 1984. С. 18–26.
4. *Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А.* Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 224 с.
5. *Огильви Н.А.* Вопросы теории геотемпературных полей в приложении к геотермическим методам разведки подземных вод // *Проблемы геотермики*. М.: Изд-во АН СССР, 1959. Т. 1. С. 53–85.
6. *Сочельников В.В., Золотарев В.Г.* Об одном способе количественной интерпретации аномалий теплового потока в рифтовых зонах (на примере Байкальской аномалии) // *Изв. АН СССР. Физика Земли*. 1978. № 12. С. 93–95.
7. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 332 с.
8. *Bäcker H.* Exploration of the Red Sea and Gulf of Aden during the M.S. "Valdivia Cruises Erzschaumme A and Erzschaumme B" // *Geologisches Jahrbuch / Hrsg D.H. Reiche*. 1975. S. 3–78.
9. *Birch F.S., Halunen A.J.* Heat flow measurements in the Atlantic Ocean, Indian Ocean, Mediterranean Sea and Red Sea // *J. Geophys. Res.* 1966. Vol. 71. P. 583–586.
10. *Knott S.T., Bunce E.T., Chais R.L.* Red Sea seismic reflection // *Canad. Geol. Surv. Pap.* 1966. N 14. P. 6.
11. *Sclater J.G.* Heat flow in the North-West Indian Ocean and Red Sea // *Phil. Trans. Roy. Soc. London*. 1966. Vol. A259. P. 271–278.
12. *Williams D.L., Green K., Van Andel T.H. et al.* The hydrothermal mounds of the Galapagos rift: observations with DSRV Alvin and detailed heat flow studies // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84, N B13. P. 7467–7484.

Ю.В. Шевалдин

## ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ЗАПАДНО-ТИХООКЕАНСКОЙ ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЫ

Аномалия теплового потока (ТП) на западе Тихого океана — одна из характерных геофизических особенностей Западно-Тихоокеанской переходной зоны (ЗТПЗ), в значительной степени определяющая границы последней. Современное состояние изученности ЗТПЗ позволило охарактеризовать с той или иной степенью достоверности геотермический режим подавляющей части морфоструктур зоны [12, 18], установить взаимосвязь ТП ряда морфоструктур, являющихся элементами одной и той же системы окраинное море—дуга—желоб [12], выявить связи ТП с некоторыми особенностями других геофизических полей [2, 13, 14], свойственных, по-видимому, только данной переходной зоне. Определенное сочетание таких особенностей и их выдержанная последовательность на профиле от котловины Тихого океана через островную дугу (дуги) и краевое море (морья) к Азиатскому или Австралийскому континенту позволяют выделить Западно-Тихоокеанскую аномалию ТП.

**Особенности структуры ТП Западно-Тихоокеанской аномалии.** В структуре ТП по простирацию аномалии отмечается ряд особенностей. Основные из них для наиболее характерных элементов зоны перехода (окраинных морей, островных дуг, глубоководных желобов) сводятся к следующему.

Повышенный ТП в краевых морях — один из главных факторов, положенный в основу выделения Западно-Тихоокеанской аномалии ТП. Наибольший диапазон и наибольшие абсолютные значения ТП для краевых морей запада Тихого океана отмечаются на севере и северо-западе переходной зоны. Эта область включает Берингово, Охотское, Японское, Восточно-Китайское и Филиппинское моря. Зарегистрированный ТП здесь имеет значения от первых единиц до  $375 \text{ мВт/м}^2$ . Максимальные значения его отмечены в Восточно-Китайском и Филиппинском морях. Морья Южного полушария, а также зоны тропиков к северу от экватора, как правило, характеризуются меньшим диапазоном значений ТП и меньшими абсолютными значениями его. Чаще всего ТП здесь достигает  $100\text{--}110 \text{ мВт/м}^2$ , и только на площадях Соломонова и Кораллового морей отмечаются значения до  $190 \text{ мВт/м}^2$ .

Средние значения ТП для большинства морей находятся в пределах  $63\text{--}86 \text{ мВт/м}^2$ . Несколько повышенные по сравнению с указанными значения ТП имеют Японское ( $94 \text{ мВт/м}^2$ ) и Андаманское ( $103 \text{ мВт/м}^2$ ) моря, пониженное — море Фиджи ( $42 \text{ мВт/м}^2$ ).

За редким исключением, средние значения ТП в глубоководных котловинах краевых морей выше, чем в целом по морю. При средних значениях ТП для котловин от  $47,5$  до  $115 \text{ мВт/м}^2$ , как правило, это повышение составляет  $12\text{--}14\%$ . Исключение составляет Алеутская котловина и котловина Южно-Китайского моря. Соотношения средних значений ТП по Южно-Китайскому морю в целом и по одноименной котловине, по-видимому, не совсем верны из-за малочисленности данных.

Для островных дуг в отличие от окраинных морей характерны больший диапазон изменений ТП и его значительная неоднородность по простирацию. Как правило, в системах двойных дуг фронтальные, обращенные к глубоководным желобам дуги характеризуются менее высоким ТП, чем тыловые.

Плотность ТП островных дуг в общих чертах, так же как и ТП краевых морей, уменьшается на площади аномалии с севера на юг.

Минимум ТП в желобе — еще одна особенность переходной зоны, которая до последнего времени не получила удовлетворительного объяснения. Она наиболее характерна, по-видимому, для желобов северной группы систем: Нансей, Японской, Курило-Кам-

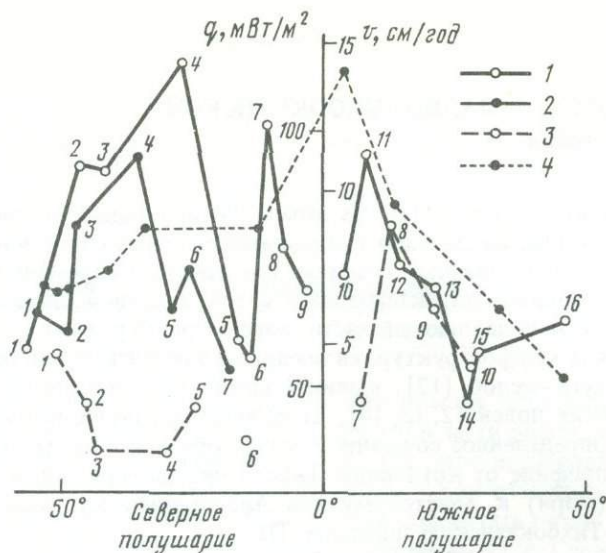


Рис. 1. Распределение средних тепловых потоков ( $q$ ) в основных морфоструктурах и относительных скоростей субдицирующих плит ( $v$ ) в ЗТПЗ

1 — в глубоководных котловинах; 2 — в островных дугах; 3 — в глубоководных желобах; 4 — относительные скорости движения плит в зонах субдукции.

Цифры на графике: 1 — Алеутская котловина, Восточно-Камчатская дуга, Алеутский желоб; 2 — Южно-Курильская котловина, Хоккайдо-Сахалинская дуга, Курильский желоб; 3 — Япономорская котловина, Курильская дуга, Японский желоб; 4 — трог Окинава, Японская дуга, Идзу-Бонинский желоб; 5 — Западно-Марианская котловина, Идзу-Бонинская дуга, желоб Рюкю; 6 — Южно-Китайская котловина, дуга Рюкю, Марианский желоб; 7 — Андаманская котловина, Восточно-Марианская дуга, Новобританский желоб; 8 — котловина Сулу, желоб Сан-Кристобаль; 9 — котловина Сулавеси, Новогейбридский желоб; 10 — Новогвинейская котловина, желоб Тонга-Кермадек; 11 — Соломонова котловина; 12 — котловина Кораллового моря; 13 — котловина Лау; 14 — Южно-Фиджийская котловина; 15 — Новокаледонская котловина; 16 — Тасманова котловина

чатской, Алеутской. В названных системах уменьшение ТП с 60–50 до 30–10 мВт/м<sup>2</sup> отмечается или в центральной части желоба, или на внешнем склоне дуги.

В системах южной части переходной зоны (Тонга-Кермадек, Новые Гебриды, Соломоновы острова) структура ТП в желобах и прилегающих районах несколько иная. Обычно с внешней, океанической стороны от желоба ТП слабопеременный, в целом несколько повышенный (до 30–70 мВт/м<sup>2</sup>). В районе желоба ТП так же, как и в системах на северо-западе аномалии, пониженный (до 25–50 мВт/м<sup>2</sup>), но не так контрастно, и по величине близок к ТП на смежной с системой океанической плите за пределами части ее, непосредственно прилегающей к желобу. В отличие от глубоководных котловин краевых морей для желобов заметно повышение средних значений ТП при движении с севера на юг.

Результаты анализа изменчивости ТП в глубоководных котловинах, островных дугах и желобах по простиранию ЗТПЗ, выполненного по опубликованным данным, представлены графически (рис. 1). На рисунке характер изменения ТП для основных морфоструктур переходной зоны представлен зависимостью средних значений этого параметра от координат широтного положения центров площадей соответствующих морфоструктур. Достаточно отчетливо проявлена положительная корреляция в структуре ТП глубоководных котловин и островных дуг. ТП глубоководных желобов по отношению к названным морфоструктурам во всей северной части зоны до 8–10° ю.ш. имеет отрицательную корреляцию. При этом если средний ТП в котловинах вдоль зоны с севера на юг до указанной границы имеет общую тенденцию к уменьшению, то для желобов он увеличивается. В южном звене ЗТПЗ ТП в морфоструктурах имеет близкие значения и общую тенденцию к уменьшению. В наиболее

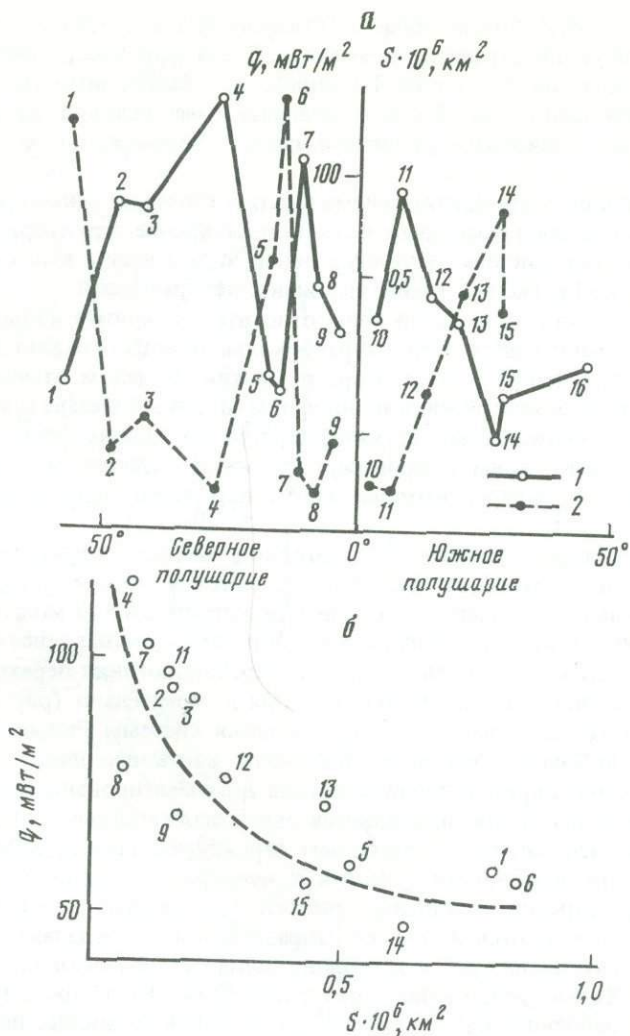


Рис. 2. Средний тепловой поток и площади глубоководных котловин краевых морей  
 а — широтное распределение: 1 — тепловых потоков ( $q$ ) и 2 — площадей ( $S$ ) в глубоководных котловинах краевых морей; б — зависимость средних тепловых потоков и площадей для котловин краевых морей. Названия структур см. на рис. 1

изученных в геотермическом отношении районах ЗТПЗ корреляция между изменчивостью ТП в глубоководных котловинах и относительными скоростями движения плит в зонах субдукции как возможными показателями выделяемого тепла вследствие вязкого трения отсутствует (см. рис. 1).

Для ЗТПЗ проведено сопоставление площадей глубоководных котловин и их ТП (рис. 2, а). Частотные характеристики в распределении как площадей котловины, так и средних ТП в них близки между собой. На 56 и 15–16° с.ш., 0°, 27–28 и 45° ю.ш. в пределах ЗТПЗ выделяется ряд центров развития наиболее обширных площадей глубоководных котловин. Средний ТП глубоководных котловин имеет отрицательную, близкую к функциональной корреляцию с их площадью (рис. 2, б).

**Тепловой поток и сейсмичность.** В большинстве сейсмоактивных районов земного шара, будь то внутриматериковые сейсмические пояса (Альпийско-Гималайский, Монголо-Охотский) или океанические (срединные хребты и их аналоги, Тихоокеан-

ский подвижный пояс), повышенные и высокие ТП и сейсмичность, как правило, обнаруживают тесную пространственную связь. Столь широкое развитие парагенезисов сейсмичности и высокой плотности ТП определяет необходимость более детального изучения характера этой связи. Наиболее благоприятные условия, на наш взгляд, представляются в ЗТПЗ с широким развитием здесь сейсмических поясов и геотермических аномалий.

Наиболее изученной в отношении сейсмичности и геотермического режима в переходной зоне является ее северо-западная часть. Сопоставление структуры ТП и особенностей сейсмичности проводилось на участке зоны, включающем в основном Охотоморский и Япономорский регионы с прилегающими к ним районами.

Северо-западная часть переходной зоны относится к одному из наиболее сейсмоактивных районов земного шара. Структура фокальной зоны отражает довольно сложно построенную систему напряжений в коре и мантии. В целом отмечается увеличение глубины гипоцентров землетрясений по профилю от Тихого океана к матерiku. Однако в соответствии с простираем дуг концентрируются только очаги мелкофокусных землетрясений. Участки зоны с промежуточными и глубинными очагами образуют довольно сложные структуры, которые могут пересекать зону в различных направлениях.

На основе принятой в работе [6] методики анализа структуры глубинной сейсмической зоны и опубликованных данных о сейсмичности северо-запада Тихого океана [11, 17] нами выполнено построение сегментированной модели сейсмофокальной зоны для Охотоморского района. Таким образом, с учетом ранее опубликованного фрагмента [13] составлена единая схема сейсмораионирования переходной зоны от северной части Филиппинского до Охотского моря включительно (рис. 3). В дополнение к этой схеме на тот же фрагмент зоны, включая системы Рюкю, Идзу-Бонинскую, Японскую, Курило-Камчатскую, нами построена карта изолиний теплового потока.

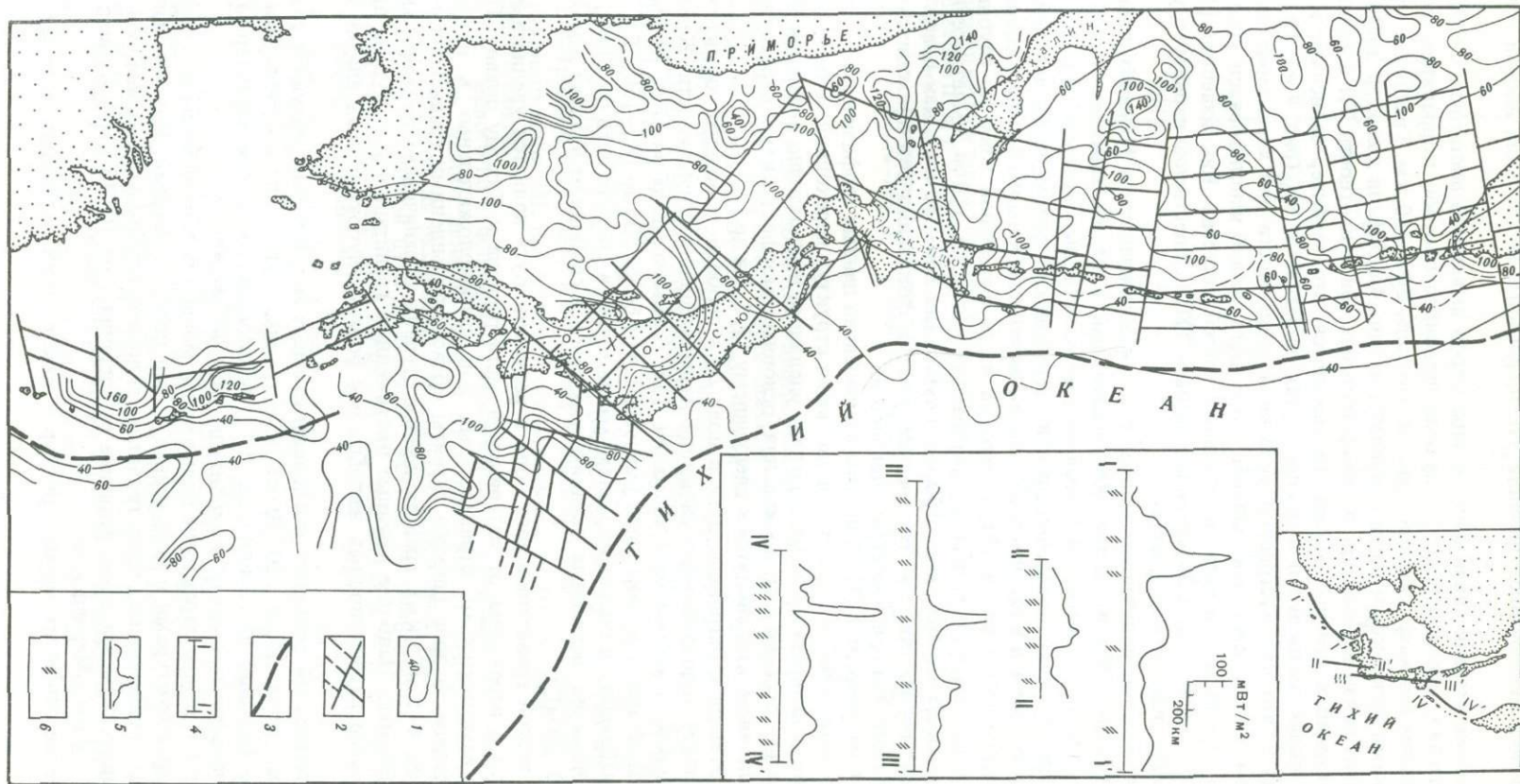
При сопоставлении карты теплового потока и сегментированной модели сейсмофокальной зоны наиболее полно проявляется связь особенностей геотермического поля и поперечных по отношению к островным структурам границ сейсмоактивных сегментов. Причем эти особенности (участки концентрации изолиний, резкой смены направления их простираения, локальные участки повышенных или пониженных аномалий ТП) часто продолжают в том же направлении и за пределами границ сегментов как в сторону заглубления, так и в сторону подъема сейсмофокальной зоны (юго-запад и север о-ва Хонсю, район к востоку от о-ва Сахалин). С продольными границами сегментов связь особенностей структуры ТП не столь очевидна, но в ряде районов такая корреляция также отмечается (центральные районы о-ва Рюкю, северо-восток Японского моря, север Курильской котловины).

Сопоставляя особенности сегментированной модели сейсмических зон со структурой теплового потока на профилях по простираению островных дуг (см. рис. 3), можно отметить, что характер изменчивости теплового потока на площади достаточно хорошо коррелирует с положением границ сейсмических сегментов. Практически во всех случаях с участками, где значительно меняется тепловой поток, связаны границы сейсмоактивных сегментов, реже — аномально высокие значения теплового потока. Подобная связь отмечается для сегментов с различными глубинами сейсмофокальной зоны.

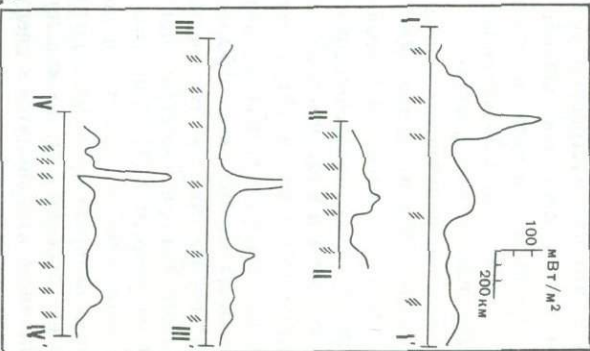
Для Япономорского и Охотоморского регионов, наиболее изученных в геотермическом отношении, построены графики зависимости глубины сейсмофокальной зоны и значений теплового потока, осредненных по площади, ограниченной рамками спроектированных на земную поверхность сейсмических сегментов литосферы. При этом

Рис. 3. Сегментированная модель сейсмофокальной зоны и тепловой поток северо-западной части ЗТПЗ

1 — изолинии ТП ( $\text{мВт/м}^2$ ); 2 — границы сейсмоактивных сегментов и проекции глубин сейсмофокальной зоны (через 100 км); 3 — оси глубоководных желобов; 4, 5 — профили ТП вдоль островных дуг; 6 — положение границ сейсмоактивных сегментов



- 1
- 2
- 3
- 4
- 5
- 6



из осреднения исключались значения ТП, полученные на станциях вблизи границ сегментов.

При оценке степени связи данных параметров выявилось достаточно существенное, на наш взгляд, обстоятельство — наличие довольно плотной корреляции между ТП и положением сейсмофокальной зоны до глубины 300–350 км. Графики с указанными участками полей корреляции приведены на рис. 4, а, б. Если для всей ЗТПЗ продолжить анализ связи параметров сейсмофокальных зон и плотности ТП в развитых над ними котловинах краевых морей, то выяснится, что характер зависимости их даже для глубинных звеньев зон в общих чертах остается тот же (рис. 4, в). Необходимо подчеркнуть, что при построении указанной зависимости для характеристики сейсмофокальной зоны в системах тыловое море—дуга—желоб использовался угол падения наиболее глубинных звеньев центральных частей системы. Как известно [11], этот параметр в подавляющем большинстве звеньев ЗТПЗ существенно варьирует, уменьшаясь от центра системы к ее флангам.

При объяснении полученных данных о связи сейсмичности и ТП необходимо учитывать следующие обстоятельства. Консервативный в целом характер передачи тепла приводит к тому, что регистрируемый на поверхности дна котловин ТП в значительной своей части отражает достаточно древний термический режим пород верхней мантии. Важно также иметь в виду, что для Курило-Камчатской зоны наибольшая концентрация землетрясений наблюдается [11] в верхней части фокальной зоны до глубины 100–150 км. В Япономорском регионе наибольшая плотность очагов землетрясений также располагается до глубин около 150 км. Глубже (до 300–350 км), как правило, отмечаются сейсмичные области. На средние участки фокальных зон приходится и минимум выделившейся при землетрясении энергии.

**Поле силы тяжести и ТП.** Вопросам взаимосвязи данных геофизических параметров при обсуждении проблем генезиса и эволюции структур переходной зоны до последнего времени в литературе, на наш взгляд, уделялось недостаточно внимания. Наиболее существенные особенности проявления основных морфоструктур переходной зоны в гравитационном поле сводятся к следующему [3, 5, 8 и др.].

Краевые моря и островные дуги в поле  $\Delta g$  в свободном воздухе характеризуются преобладанием положительных аномалий незначительной интенсивности. Желоба отличаются глубоким минимумом аномалии Фая. С северо-запада зоны на юг амплитуда отрицательной аномалии над ними уменьшается от более 300 до 180–150 мГл. Для всех желобов наблюдается смещение минимума аномалии в сторону дуги до 20 км, положительные аномалии окраинных океанических валов в свободном воздухе имеют амплитуду до 40–60 мГл.

Общей чертой гравитационного поля в редукции Буге является увеличение его интенсивности с переходом от материковой части региона к Тихому океану. При этом аномалии изменяются от отрицательных или слаболожительных к интенсивным положительным. В зоне широко развиты области повышенных градиентов аномалий Буге (более 4–5 мГл/км), гравитационные ступени, ограничивающие основные структурные элементы. Наиболее крупные протяженные гравитационные ступени приурочены к склонам глубоководных желобов и к бортам глубоководных впадин краевых морей.

В изостатической редукции котловины краевых морей характеризуются слаболожительными аномалиями (20–50 мГл), островные дуги — положительными, иногда достаточно большой интенсивности. Для глубоководного желоба характерны отрицательные аномалии тем большей амплитуды, чем глубже желоб.

Для зоны в целом характерна повышенная мощность земной коры под отрицательными морфоструктурами и пониженная — под положительными. Максимальная мощность коры отмечается под приостровными склонами глубоководных желобов. В желобах северного сегмента зоны величина ее составляет от 10–15 км в Курило-Камчатском до 5–10 км в Марианском.

Проявление основных морфоструктур в зоне во всех редукциях поля  $\Delta g$ , так же

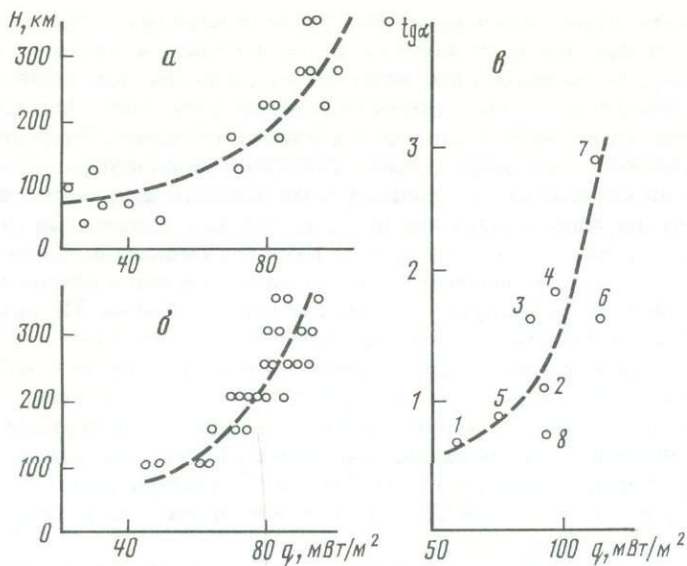


Рис. 4. Тепловой поток и параметры сейсмофокальной зоны в ЗТПЗ

Зависимости ТП: а, б — от глубины сейсмофокальной зоны для Япономорского (а) и Охотоморского (б) регионов, в — от угла падения сейсмофокальной зоны для котловин краевых морей

Системы: 1 — Алеутская, 2 — Курило-Камчатская, 3 — Сикоку-Идзу-Бонинская, 4 — Филиппинская-Сулу, 5 — Тонга-Лау, 6 — Нансей, 7 — Новые Гебриды, Северо-Фиджийская котловина, 8 — Японская

как и в тепловом потоке, достаточно дифференцированно. Это обусловлено в первую очередь тем, что поля ТП и силы тяжести связаны друг с другом коэффициентом теплового расширения. Связь между ними может быть и более опосредованная.

Представляют интерес некоторые особенности корреляции структуры ТП и остаточных гравитационных аномалий, полученных в предположении существования в верхней мантии плотностных аномалий [2]. Обращает на себя внимание [13] наличие на большинстве пересечений переходной зоны двух максимумов ТП, которые, как правило, оказываются на флангах отрицательной остаточной аномалии  $\Delta g$  и контролируют прилегающий к островной дуге район в основном повышенного по отношению ко всей площади окраинного моря ТП. Вместе с тем граница аномалии ТП проходит гораздо западнее указанного района.

Положение первого по отношению к островной дуге "фронтального" максимума ТП относительно оси желоба линейно зависит от амплитуды положительной остаточной аномалии  $\Delta g$ , развитой на различных пересечениях переходной зоны на площадях от внешнего склона островной дуги до внешнего вала, но эта зависимость обратная. Чем больше амплитуды положительной аномалии  $\Delta g$ , тем ближе к желобу "фронтальный" максимум района с повышенным ТП. В зависимости, близкой к линейной (из этого правила выпадает слабо выраженная Берингоморская аномалия  $\Delta g$ ), находятся положение (также относительно оси желоба) "тылового" максимума ТП этого же района и амплитуда отрицательной аномалии  $\Delta g$ . Чем глубже минимум аномалии  $\Delta g$ , тем дальше отстоит от оси желоба "тыловой" максимум ТП. Таким образом, амплитуда отрицательной остаточной аномалии  $\Delta g$  определяет размеры поперечника связанной с восточной частью площади краевого моря фрагмента Западно-Тихоокеанской аномалии ТП. Те же закономерности отмечаются и в поперечной геохимической зональности островных дуг. Общая щелочность эффузивов и распределение отдельных элементов (К, Rb, Sr, Sc, Ni и др.) хорошо коррелируют с глубиной сейсмофокальной зоны под вулканами, а также с расстоянием до оси глубоководного желоба [1].

Повышенный тепловой поток восточных районов краевых морей объясняется, по-видимому, следствием наиболее поздней геотермической активности на отдельных участках Западно-Тихоокеанской аномалии ТП. Доказательством этого в первую очередь является положение данных участков в переходной зоне. Они начинаются, как правило, в центральных районах котловин (Южно-Курильской, Япономорской, Сикоку, Южно-Фиджийской). На северо-востоке Охотского моря они развиты и за пределами глубоководной котловины. Восточные фланги описываемых участков аномалии ТП располагаются на островных дугах или на их внутренних склонах. По данным Л. Сайкса [9] и других исследователей, для систем Курило-Камчатской, Японской и Тонга-Кермадек в районе западных флангов этих участков отмечается второй максимум частоты землетрясений. В ряде случаев те же участки аномалии ТП оказываются над наиболее глубоководными звеньями сейсмофокальной зоны.

Если на основании изложенного выше принять, что прилегающие к островным дугам районы краевых морей относятся к площадям с наиболее поздними проявлениями геотермической активности, то районы Западно-Тихоокеанской аномалии ТП к западу от указанных, очевидно, в этом отношении являются более или менее реликтовыми. В этой связи определение границ наиболее "молодой" геотермической зоны в пределах Западно-Тихоокеанской аномалии ТП как функции остаточной аномалии можно производить по диаграмме на рис. 5.

**Модель развития системы тыловое море — дуга — желоб.** Отмеченные выше и ряд других, известных ранее особенностей структуры ТП в ЗТПЗ не получили удовлетворительного объяснения в рамках модели тектоники плит. Ниже на качественном уровне с учетом имеющихся здесь геолого-геофизических данных приводится краткое описание модели формирования основного звена ЗТПЗ — системы краевое море — островная дуга — глубоководный желоб [15, 16].

1. До появления в мантии области активизации на контакте океанического и материкового коромантийных блоков на западе Тихого океана, как и на большей части Тихоокеанского пояса, при наличии между ними достаточно контрастных реологических свойств существует сейсмофокальная зона. Угол падения сейсмофокальной зоны зависит от соотношения реологических свойств контактирующих блоков и от времени их сосуществования. При достаточно длительном времени угол падения ее является функцией физического состояния и состава мантийного вещества под океаном и континентом.

2. В мантии на краю континента возникает область активизации. В результате апвеллинга астеносферы формируется мантийный диапир. Подъем астеносферы резко меняет реологию вещества верхней мантии, частично или полностью разрушая тем самым структуру существовавшей здесь сейсмофокальной зоны. Глубинное звено сейсмофокальной зоны меняет свое положение, отслеживая контакт с поднимающимся мантийным диапиром. В этой связи известный факт увеличения угла падения зоны Бенъофа в ЗТПЗ от флангов системы тыловое море — дуга — желоб к центру ее — свидетельство наложения процесса диапиризма на существовавшую здесь сейсмофокальную зону.

Вклиниваясь в верхнюю мантию, диапир расчленяет континентальную окраину, отторгая в сторону океана континентальные блоки, которые формируют фундамент островных дуг. Миграцию континентальных отторженцев в сторону океана подтверждает смещение позднекайнозойских вулканических поясов в западную тыловую часть островных дуг. В районе Японской островной дуги фронт современного вулканизма находится на расстоянии 70 км и более к западу от миоценового вулканического пояса.

Островные дуги в процессе раздвига должны "наползать" на район желоба, нарушая в нем тепловое равновесие. Таким образом, обратная корреляция ТП в котловинах и желобах объясняется обдукцией континентальных и островодужных отторженцев на район глубоководного желоба. Такой режим в позднем кайнозое существует во всей северной части ЗТПЗ. Тепловое равновесие в желобах южной части зоны, по-видимому, уже восстановлено в связи с более ранним, чем на севере зоны, завершением активной фазы надвига.

Значительный надвиг островных дуг на глубоководные желоба подтверждают результаты глубоководного бурения. На внешних склонах ряда островных дуг обнаружены мелководные отложения, что является следствием их погружения в процессе надвига островов в зону формирования желоба. Еще большие масштабы надвигов островодужных комплексов можно ожидать, если иметь в виду, что мощности земной коры под Курильским и Идзу-Бонинским желобами и смежными с ними островными дугами соизмеримы. На основании имеющихся геологических данных [4, 10] можно предположить, что вал Зенкевича также является бывшей окраиной островодужной системы, надвинутой в кайнозое на зону желоба.

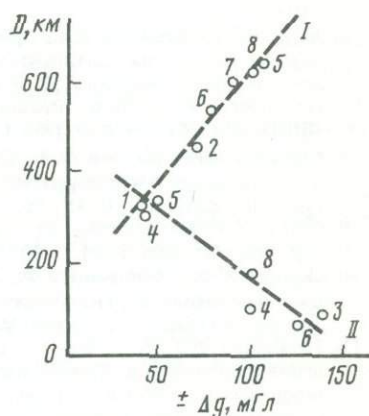


Рис. 5. Зависимость положения флангов современной геотермической зоны относительно оси желоба ( $D$ ) от амплитуд гравитационных мантийных аномалий

I — тыловая часть зоны — отрицательная аномалия  $\Delta g$ ; II — фронтальная часть зоны — положительная аномалия  $\Delta g$ .

Системы: 1 — Алеутская, 2—4 — Курильская (север, центр, юг), 5 — Японская, 6 — Идзу-Бонинская, 7 — Марианская, 8 — Кермадекская

Активная стадия развития диапира заканчивается появлением на поверхности между новой континентальной окраиной и отторгнутыми от нее блоками протяженного хребта или валообразного поднятия, сложенного породами верхней мантии [7].

3. Верхние горизонты диапира остывают и уплотняются. Поднятие в литосфере исчезает и появляются котловины тыловых морей с участками полного или частичного отсутствия земной коры. ТП в котловинах уменьшается тем быстрее, чем больше их площади.

В глубоководных желобах ТП постепенно приходит в равновесие с ТП смежных морфоструктур. Угол падения сейсмофокальной зоны начинает уменьшаться и, если в мантии в присутствии диапира не произошли необратимые изменения в структуре вещества, с течением времени должен приблизиться к первоначальному положению. Только через временной фактор можно объяснить связь величины ТП котловин и угла падения сейсмофокальной зоны. С течением времени в результате подтока океанической мантии под континентальную угол падения сейсмофокальной зоны должен выполаживаться. ТП в центрах коромантийного растяжения также должен уменьшаться с затуханием процесса активизации диапира и последующим остыванием поднимающейся мантии в районах котловин тыловых морей.

Тектоническая обстановка в ЗТПЗ позволяет сделать предположение о неоднократном появлении здесь в течение кайнозоя в большинстве тыловых бассейнов мантийных диапиров с различной ориентировкой трещин внедрения. Только в результате многократного действия процесса диапиризма в тыловых бассейнах могли появиться структуры тройных дуг, погруженные блоки с субокеанической корой (Ямато и Японское море), котловины с несколькими различно ориентированными осями внедрения диапира (Южно-Китайское море) и т.д. Это дает основание выделить на площади ЗТПЗ области наиболее поздней геотермической активности и "реликтовые" геотермические зоны. Зависимость амплитуды мантийных аномалий  $\Delta g$  от их положения относительно оси желоба (см. рис. 5) позволяет определить границы зон современной геотермической активности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Абдурахманов А.И., Федорченко В.И., Родионова Р.И.* Вероятная модель магматического процесса островных дуг с позиции геохимии // *Строение и динамика переходных зон: Тез. докл. Междунар. симпоз. М.: Наука, 1983. С. 56–60.*
2. *Артемьев М.Е., Бодин Дж.* Плотностные неоднородности мантии под системами глубоководных желобов, островных дуг и окраинных морей // *Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978. № 2. С. 3–17.*
3. *Боуин К.* Сила тяжести под желобами и рифтами // *Окраины континентов и островные дуги. М.: Мир, 1970. С. 354–360.*
4. *Васильев Б.И., Евланов Ю.Б.* О геологическом строении подводных гор в районе сочленения Курило-Камчатского и Японского желобов // *Тихоокеан. геология. 1982. № 4. С. 37–44.*
5. *Гайнанов А.Г.* Гравиметрические исследования земной коры океанов. М.: Изд-во МГУ, 1980. 240 с.
6. *Карр М.Дж., Стойберг Р.Е., Дрейк Ч.Л.* Сегментированная природа некоторых континентальных окраин // *Геология континентальных окраин. М.: Мир, 1978. Т. 1. С. 120–131.*
7. *Козлов В.Ф., Шевалдин Ю.В.* К образованию очагов расплава в верхних частях коры // *Вопросы геологии и геофизики окраинных морей северо-западной части Тихого океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1974. С. 186–189.*
8. *Косыгин В.Ю., Павлов Ю.А., Строев П.А.* Основные черты гравитационного поля, мощность и изостатическое состояние земной коры северо-западного сектора Тихого океана // *Тихоокеан. геология. 1982. № 1. С. 49–59.*
9. *Сайкс Л.* Сейсмичность и глубинное строение островных дуг // *Окраины континентов и островные дуги. М.: Мир, 1970. С. 303–332.*
10. *Сергеев К.Ф., Остапенко В.Ф., Кичина Е.Н., Неверов Ю.А.* Краевой океанический вал Хоккайдо как переходная структура от континента к океану // *Строение и динамика переходных зон: Тез. докл. Междунар. симпоз. М.: Наука, 1983. С. 28–29.*
11. *Тараканов Р.З., Ким Чун Ун, Сухомлинова Р.М.* Закономерности пространственного распределения гипоцентров Курило-Камчатского и Японского регионов и их связь с особенностями геофизических полей // *Геофизические особенности зоны перехода от Азиатского континента к Тихому океану. М.: Наука, 1977. С. 67–77.*
12. *Туззов И.К., Веселов О.В., Липина Е.Н.* Тепловой поток запада Тихого океана, востока Азии и Австралии. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1984. 149 с.
13. *Шевалдин Ю.В., Шевалдина С.В.* Некоторые особенности геотермической зональности и ее связь с сейсмофокальной зоной в районе Японской, Нансей и Идзу-Бонинской островных дуг // *Теоретические и экспериментальные исследования по термике морей и океанов в СССР. М.: Наука, 1982. С. 75–80.*
14. *Шевалдин Ю.В., Шевалдина С.В.* К вопросу о выделении Западно-Тихоокеанской аномалии теплового потока и некоторые особенности ее проявления // *Геофизика и тектоника переходной зоны Западно-Тихоокеанского типа. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 5–22.*
15. *Шевалдин Ю.В., Шевалдина С.В.* Об элементах геодинамической модели Западно-Тихоокеанской переходной зоны // *Материалы XV сес. Науч. совета СО АН СССР "Тектоника Сибири и Дальнего Востока": Тез. докл. Южно-Сахалинск: ИМГиГ, 1985. С. 66–67.*
16. *Шевалдин Ю.В., Шевалдина С.В.* Сейсмичность и тепловой поток в Западно-Тихоокеанской переходной зоне // *Материалы II Тихоокеан. школы по морской геологии и геофизике: Тез. докл. Южно-Сахалинск, 1985. С. 132–133.*
17. *Hanus V., Vanek J.* Earthquake distribution and volcanism in Kamchatka, Kurile and Islands and Hokkaido // *Stud. geophys. et geod. 1984. Vol. 28, N 3. P. 248–271.*
18. *Watanabe T., Langseth M.G., Andersen R.* Heat flow in backarc basins of the Western Pacific // *Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-Arc Basins. Wash. (D.C.): AEU, 1977. P. 10–27. (Geophys. Monogr. Ser.).*

*А.В. Муравьев***ТЕПЛОВОЙ ПОТОК В ЮЖНОЙ ЧАСТИ КОМАНДОРСКОЙ ВПАДИНЫ**

В 18-м рейсе НИС "Вулканолог" (1983 г.) были проведены новые измерения теплового потока в южной части Командорской впадины (Берингово море), к северу от о-ва Беринга. Ранее в этом районе было получено лишь незначительное число измерений, показавших, однако, существование региональной зоны аномально высоких тепловых потоков, до 200 мВт/м<sup>2</sup> [8—10, 19].

Зоны перехода от океана к континенту, к которым относится исследуемый район, представляют особый интерес как в геотектоническом, так и в геотермическом отношении. Современная тектоническая активность и вулканизм вызывают значительные региональные аномалии теплового потока, отражающие термическое состояние литосферы. В то же время такие факторы, как сложный рельеф морского дна и акустического фундамента, а также высокие скорости осадконакопления могут вызывать существенные искажения геотемпературного поля верхних горизонтов литосферы стационарного и нестационарного характера. Поэтому для получения надежных данных о фоновом (не искаженном приповерхностными факторами) тепловом потоке через дно акваторий целесообразно тесное группирование станций совместно с комплексом геолого-геофизических работ, т.е. детальные работы на полигонах разного масштаба. В этой связи нами были проведены более детальные измерения теплового потока в районе указанной термоаномалии.

**Геологическая позиция района исследований.** Район исследований охватывает участок Командорской впадины между 57° с.ш. и о-вом Беринга (рис. 1).

Командорская котловина представляет собой обширную аккумулятивную равнину с глубинами дна в среднем от 3500 до 3900 м, постоянно возрастающими в южной части. Осадочный чехол котловины мощностью в среднем 1—2 км представлен слабо нарушенными толщами позднекайнозойских турбидитов и диатомовых илов и имеет в целом выдержанное двухъярусное строение [15]. В верхней толще мощностью 0,4—0,7 км прослеживаются многочисленные отражающие горизонты. По данным глубоководного бурения, она состоит из переслаивающихся дистальных турбидитов и алевритодиадомовых илов с прослоями тонкозернистых песчаников и вулканических пеплов [13]. Нижняя толща представлена акустически прозрачными аргиллитами и алевритистыми глинами, а мощность ее варьирует от 300 м до первых километров.

Акустический фундамент, по данным глубоководного бурения (скв. 191), сложен толеитовыми базальтами [13] с абсолютным возрастом 9,3±0,8 млн лет [20]. Он расчленен на глубокие (до 3 км) депрессии и поднятия, ориентированные согласно обрамляющим структурам Алеутской дуги, Камчатки и хребта Ширшова.

Наиболее крупной структурой в пределах исследуемой части Командорской впадины является линейное поднятие фундамента (поднятие Альфа [3]), протягивающееся субпараллельно Алеутской дуге на расстояние более 120 км с вертикальной амплитудой от основания до гребня до 2,5 км. Вблизи юго-восточной части поднятия располагается крупный вулканический массив (подводные горы Вулканологов) позднечетвертичного возраста [7].

Граница между глубоководной частью Командорской впадины и Алеутской грядой проходит по зоне разрывных нарушений, резко выраженной в рельефе дна и акустического фундамента. Эта зона разломов протяженностью более 250 км изменяет свою морфологию по простиранию от сбросообразного уступа до грабена и выклинивается в юго-восточной части. Она является тектонически активной в настоящее время; с ней связаны мелкофокусные землетрясения с глубинами очагов до 40 км [6].

Алеутская дуга, по мнению ряда исследователей, представляет собой вулкано-тектоническое поднятие энсиматического типа, заложившееся в конце мела—начале палео-



Результаты измерений теплового потока в 18-м рейсе НИС "Вулканолог"

№ станции	Координаты		Глубина по эхолоту, м	Геотермический градиент, мК/м	Теплопроводность осадков, Вт/м К	$q_H$	$\Delta q_P$	$\Delta q_{ос}$	$q_F$
	с.ш.	в.д.							
1	56° 40',5	166° 20',7	3760	165	0,871	144	+6	+32	182
2	56° 31',5	165° 48',2	3700	134	0,87	117	+2	+27	146
3	56° 25',8	165° 35',9	3580	159	0,839	134	-7	+19	146
4	56° 16',3	165° 10',3	3540	197	0,84	165	-5	+30	190
5	56° 08',6	164° 49',4	3530	137	0,74	101	+5	+20	126
6	56° 05',3	164° 40',3	4300	137	0,90	124	0	+15	136
7	56° 25',1	166° 56',2	3880	159	0,87	138	0	+25	163
8	56° 12',8	166° 18',4	3780	193	0,77	143	-6	+26	163
9	56° 01',2	165° 41',7	3600	134	0,80	107	-3	+19	123
10	55° 48',0	165° 24',3	3350	100	0,90	90	+11	+16	117
11	55° 53',2	165° 19',7	4100	181	0,84	152	-15	?	137
12	55° 48',2	165° 10',7	2880	122	0,905	110	+8	+20	138
13	56° 01',7	167° 03',9	3900	153	0,84	128	+4	+41	173
14	55° 59',7	166° 40',0	3680	136	0,90	122	0	+6	128
15	55° 57',0	166° 36',0	3850	207	0,84	174	-16	+26	184
16	55° 51',6	166° 26',6	3840	195	0,84	164	-5	+41	200
17	55° 48',9	166° 20',3	3840	266	0,84	223	-7	+40	256
18	55° 40',9	166° 01',8	3620	144	0,90	129	+10	+23	162

Примечание.  $q_H$  — измеренный тепловой поток;  $\Delta q_P$  — поправка на рефракцию;  $\Delta q_{ос}$  — поправка на осадконакопление;  $q_F$  — фоновый тепловой поток.

ность определения теплового потока может возрасти до 20–25%. Все измерения были выполнены на достаточно больших глубинах (> 2880 м) и, как правило, при полном вхождении зонда длиной 1,2 м с базой между датчиками 0,5 м (при этом верхний датчик заглублялся в осадки на 50–70 см). Влияние периодических колебаний температуры и придонных течений в этих условиях не сказывается [5]. Большая мощность осадочного чехла и субгоризонтальная слоистость осадков в Командорской впадине практически исключают возможность конвективного теплопереноса циркулирующей воды. Это подтверждается стабильными по глубине геотермическими градиентами, полученными ранее с помощью многоканальной аппаратуры [14].

В 18-м рейсе НИС "Вулканолог" было получено 18 измерений теплового потока (см. таблицу). Из них 14 расположены в глубоководной части Командорской котловины, три — в пределах Алеутской гряды и одно — в разломе, разграничивающем эти структуры. Все измеренные значения теплового потока попадают в интервал 90–223 мВт/м<sup>2</sup> и относятся к высоким и аномально высоким.

Профиль I (рис. 2) расположен в северо-западном секторе полигона и вытянут с северо-востока на юго-запад на 161 км. Алеутская гряда здесь почти не выражена в рельефе дна, а ее тектоническая граница с берингоморским блоком (Командорской плитой) фиксируется по крупному сбросу с амплитудой 800 м и наклоном сместителя 20°. Характерно, что опущенным блоком здесь является Алеутский с абсолютными отметками дна около 4300 м. Максимальный тепловой поток (165 мВт/м<sup>2</sup>) на профиле измерен в пределах Командорской плиты, в 40 км от уступа (ст. 4). По направлению как к северо-востоку (к поднятию Альфа), так и к юго-западу (к Алеутской дуге) измеренные значения несколько ниже (90–114 мВт/м<sup>2</sup>).

Профиль II пересекает депрессию акустического фундамента, заполненную осадками мощностью 1,5–2,5 км. Поднятие Альфа (рис. 3, левая часть профиля) относительно погружено и перекрыто осадками мощностью 0,9 км. Измеренный тепловой поток на Командорской плите в пределах профиля стабилен и составляет около 140 мВт/м<sup>2</sup>, и только на станции, ближайшей к Алеутской дуге (ст. 9), измерен более низкий по-

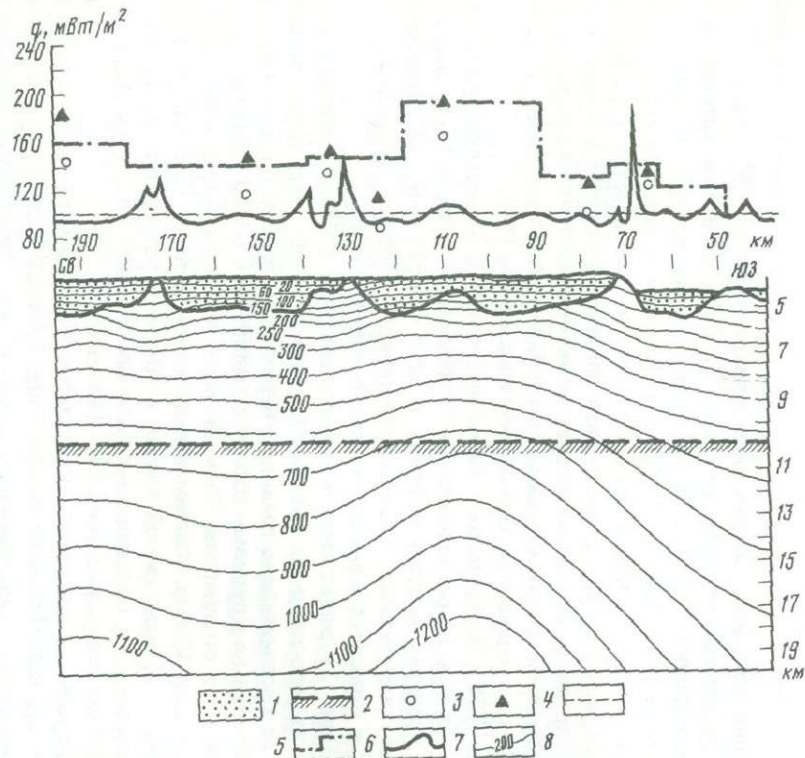


Рис. 2. Геотермический разрез по профилю I НСП

1 — осадочный чехол; 2 — граница М; 3 — измеренный тепловой поток  $q_H$  ( $\text{мВт}/\text{м}^2$ ); 4 — фоновый тепловой поток  $q_{\Phi}$ ; 5 — тепловой поток на нижней границе моделируемой области ( $q_0 = 100 \text{ мВт}/\text{м}^2$ ); 6 — тепловой поток на нижней границе при  $q_0 \approx q_{\Phi}$ ; 7 — вертикальная составляющая теплового потока на верхней границе при  $q_0 = 100 \text{ мВт}/\text{м}^2$ ; 8 — изотермы ( $^{\circ}\text{C}$ ) при  $q_0 \approx q_{\Phi}$

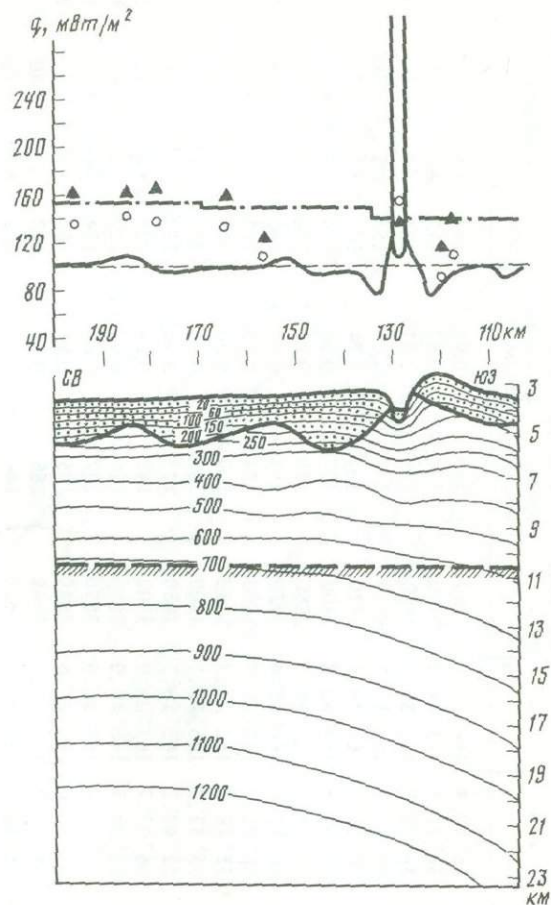


Рис. 3. Геотермический разрез по профилю II НСП  
Условные обозначения см. на рис. 2

ток —  $107 \text{ мВт/м}^2$ . Максимум теплового потока по профилю II находится на удалении около 50 км от зоны разломов, которая выражена здесь крупной грабенообразной структурой с абсолютной глубиной 4100 м и перепадом глубин относительно Командорской плиты 750 м, а относительно Алеутской гряды 1500 м; наклон бортов достигает  $20^\circ$ . Ширина грабена в нижней части 1,4 км, а мощность осадочной линзы не превышает 130 м, в то время как на бортах грабена мощность осадков, по-видимому, более 1 км (акустический фундамент не прослеживается). В дне грабена был измерен градиент  $0,181^\circ \text{C/м} = 181 \text{ мК/м}$  (ст. 11), при этом вхождение зонда было неполным (0,6 м). Грунтовой трубкой удалось поднять небольшое количество алевроито-пелитовых осадков, сильно тектонизированных ( $k \approx 0,84 \text{ Вт/м К}$ ). Измеренный тепловой поток, таким образом, равен  $152 \text{ мВт/м}^2$ . Станции 10 и 12 расположены на алеутском борту грабена, который наклонен в сторону центральной части гряды под углом около  $10^\circ$ . Здесь измерены геотермические градиенты  $G_{10} = 100$  и  $G_{12} = 122 \text{ мК/м}$ , а теплопроводность осадков (диаatomовый ил с примесью туфовых частиц до песчаной размерности) по ст. 12 равна 0,905; тепловой поток соответственно составляет 90 и  $110 \text{ мВт/м}^2$ . Как будет показано ниже, завышение теплового потока в осевой части грабена в 1,5 раза по отношению к бортам в данном случае обусловлено главным образом рефракцией потока рельефом дна и контрастной теплопроводностью.

Профиль III (рис. 4) протяженностью 83 км ориентирован параллельно первым двум и расположен в 45 км от профиля II. Он также пересекает Командорскую плиту, включая поднятие Альфа, зону разломов, и выходит на Алеутскую гряду. Зона разломов, отчетливо выраженная на профилях I и II, здесь в рельефе не проявляется: блоковое поднятие Алеутской гряды непосредственно примыкает к Командорской плите. Все шесть новых измерений теплового потока по профилю III получены в пределах Командорской плиты. Для этого профиля характерен резко выраженный максимум теплового потока (до  $223 \text{ мВт/м}^2$ ) на участке Командорской плиты между поднятием Альфа и зоной разломов, в 30 км от последней. К северо-востоку и юго-западу он снижается до  $130\text{--}115 \text{ мВт/м}^2$ . При этом горизонтальный градиент теплового потока достигает  $2,5\text{--}4,5 \text{ мВт/м}^2 \cdot \text{км}$ .

Таким образом, на каждом из трех профилей НСП отмечается более или менее выраженный максимум теплового потока, ось которого проходит между поднятием Альфа и зоной разломов, в  $25\text{--}45$  км к северо-востоку от последней. По мере приближения к Алеутской гряде тепловой поток снижается по отношению к максимуму примерно в 1,5 раза. Некоторое понижение потока наблюдается и к северо-востоку от поднятия Альфа, что согласуется с выводами предыдущих исследователей [8, 14, 18] о региональном уменьшении теплового потока в Командорской впадине в северо-восточном направлении. С учетом этих данных среднее значение теплового потока между зоной разломов и поднятием Альфа по 14 измерениям равно  $q_{\text{н}} = 145 \pm 37 \text{ мВт/м}^2$ . Область к северу от поднятия Вулканологов (до  $57^\circ$  с.ш.) и само поднятие характеризуются  $q_{\text{н}} = 131 \pm 12$  (семь измерений).

В пределах аномалии высокого теплового потока наблюдается увеличение ее интенсивности к юго-востоку. Место пересечения аномалии с системой субмеридиональных сбросов отмечено четвертичным андезито-дацитовым вулканизмом подводного массива Вулканологов. Поднятие Альфа, очевидно, является структурой повышенной проницаемости для магматических расплавов и представляет собой крупную зону разломов.

Однозначной корреляции величины  $q$  с морфологией фундамента не наблюдается. Так, для шести станций (1, 2, 5, 13, 16, 18), расположенных над депрессиями фундамента,  $\bar{q}_{\text{н}} = 130 \pm 22 \text{ мВт/м}^2$ . Семь измерений (ст. 3, 4, 7, 8, 9, 14, 15) получены в районе сводовых поднятий, для них  $\bar{q}_{\text{н}} = 140 \pm 23$ . Разница уровней теплового потока практически стирается, если перейти к фоновым значениям, введя поправки на рефракцию и осадконакопление: в этом случае для депрессий  $\bar{q}_{\text{ф}} = 158 \pm 24$ , а для поднятий  $\bar{q}_{\text{ф}} = 160 \pm 23 \text{ мВт/м}^2$ .

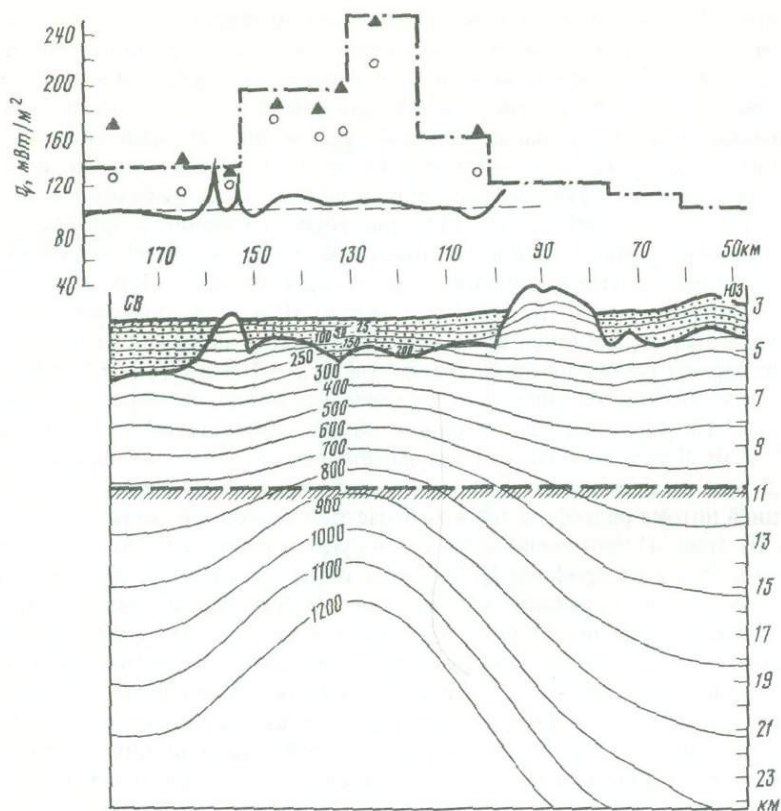


Рис. 4. Геотермический разрез по профилю III НСП  
Условные обозначения см. на рис. 2

**Стационарные и нестационарные искажения геотермического поля и фоновый тепловой поток.** Для оценки термического состояния недр региона необходимо перейти от измеренных значений теплового потока к фоновым, т.е. не искаженным поверхностными возмущающими факторами. Для глубоководных бассейнов такими факторами являются в первую очередь осадконакопление и структурно-геологические особенности разреза.

Влияние нестационарного процесса осадконакопления на тепловой поток рассмотрено для Командорской впадины Ю.И. Галушкиным и Я.Б. Смирновым [10]. В этой работе показано, что для получения значения поправки, близкого к реальному, достаточно выделить интервал с максимальной мощностью и скоростью осадконакопления и для него оценить поправку. Величина ее оценивается по номограммам для модельных вариантов. Так, для отложения океанических осадков (диатомовые и глинистые илы) ( $k \approx 1 \text{ Вт/м К}$ ,  $\rho = 1600 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_p = 1600 \text{ Дж/кг К}$ ) на базальтовое основание ( $k \approx 1,7 \text{ Вт/м К}$ ,  $\rho = 2540 \text{ кг/м}^3$ ,  $c_p = 890 \text{ Дж/кг К}$ ) при средней скорости осадконакопления в Командорской впадине за четвертичное время  $220 \text{ мм/1000 лет}$ , величина поправки составляет 18%.

Верхний ярус осадочной толщи в Командорской впадине сравнительно однороден по мощности, тогда как мощность нижней, акустически прозрачной толщи, напротив, сильно варьирует в зависимости от структурно-морфологической позиции. Некоторая неопределенность возрастного интервала нижней толщи (плиоцен—поздний миоцен? [3]) не позволяет дать точную оценку скорости седиментации на этом интервале. По-видимому, в глубоких прогибах фундамента, где мощность нижнего яруса дости-

гает 1–2 км (ст. 13), скорость осадконакопления была соизмерима с четвертичной, величина поправки в этом случае может достигать 30% и более. Турбидитно-пелагическое осадконакопление в четвертичное время шло со скоростями в среднем в несколько раз большими, чем в плиоцене–позднем миоцене. Величина поправки при этом колеблется незначительно и составляет 15–20% от измеренного значения теплового потока. По всей видимости, это же значение поправки можно приписать и тектоническому блоку, слагающему основание берингоморского склона Алеутской гряды (ст. 10, 12), так как, по данным НСП, разрез осадочного чехла этого блока идентичен разрезу осадочной толщи Командорской плиты [6]. В осевой части грабенообразной зоны разломов (ст. 11), где мощность осадочной линзы не превышает 150 м, величина поправки неопределенна, так как здесь осадконакопление носит нерегулярный характер и велика вероятность, например, лавинного накопления турбидитов. Малая мощность осадков, а также характер строения алеутского борта грабена (наклон блока в сторону центральной части гряды под углом  $10^\circ$  и в то же время слоистость плейстоценовых осадков, параллельная поверхности дна) указывают наряду с сейсмичностью на современную тектоническую активность разлома.

В областях резко расчлененного рельефа морского дна и сложных геометрических форм соотношений рыхлых осадков и акустического фундамента, имеющих разную теплопроводность, необходимо учитывать топографическую поправку совместно с нерегулярной теплопроводностью и радиоактивностью разнородных блоков океанического дна. Определение этой комплексной поправки сводится к решению стационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + A = 0$$

с произвольной зависимостью коэффициента теплопроводности  $k$  и теплогенерации среды  $A$  от координат  $x, z$ .

Мы использовали для этих целей численные решения методом конечных элементов с квадратичной аппроксимацией температуры в пределах треугольных элементов [2]. Этот метод позволяет рассматривать задачи с произвольной формой верхней границы области (рельефом) и производным контрастом и распределением термических параметров среды ( $k$  и  $A$ ) и при этом значительно сократить число элементов по сравнению с линейной аппроксимацией.

В нашей модели мы полагали теплофизические параметры среды в пределах каждого геофизического слоя постоянными. Для расчета были приняты следующие параметры: неконсолидированные морские отложения —  $k_1 = 1$  Вт/м К,  $A_1 = 0,50$  мкВт/м<sup>3</sup>; толеитовые базальты (слой 2) —  $k_2 = 1,7$  Вт/м К,  $A_2 = 0,47$  мкВт/м<sup>3</sup>; ультрабазиты верхней мантии —  $k_3 = 3$  Вт/м К,  $A_3 = 0,08$  мкВт/м<sup>3</sup>. Для моделирования были использованы профили НСП, полученные в 18-м рейсе НИС "Вулканолог". Мощность земной коры в южной части Командорской впадины, по данным ГСЗ [17], составляет 6–6,5 км, поэтому в модели для границы Мохоровичича взята абсолютная глубина 10,5 км. Расчет поправки на влияние рельефа и контрастной теплопроводности проведен с граничными условиями — температурой на поверхности дна  $0^\circ\text{C}$ , тепловым потоком на нижней границе области  $100$  мВт/м<sup>2</sup>; на боковых границах во всех расчетах соблюдается условие  $\partial T/\partial x = 0$ . Поправки на рефракцию теплового потока для Командорской плиты, как правило, невелики. При соотношении теплопроводности осадков и базальтов 1 : 1,7 и при толще осадков 0,7–1,5 км вертикальная составляющая теплового потока над сводовыми поднятиями завышена на 2–6% и соответственно занижена над депрессиями фундамента. Исключение составляет периферическая зона вдоль границы плиты и выступа поднятия Альфа. Искажения вблизи границ поднятия достигают 30–40% (см. рис. 2, 4). Искажения теплового потока уступом (рис. 2) существенны до расстояния около 2 км от подножия, но в точке измерения (ст. 6) они практически нулевые. Наиболее сильные искажения обусловлены крупной грабенообразной струк-

турой, разделяющей Командорскую плиту и Алеутскую гряду на профиле II (см. рис. 3). Измеренный в осевой части (ст. 11) тепловой поток —  $152 \text{ мВт/м}^2$  — в 1,5 раза выше, чем на бортах грабена (ст. 10, 12). Это может создать впечатление о дополнительном тепловом воздействии разломов, например, за счет релаксации упругой энергии [4]. Анализ искажений, однако, показывает, что аномалия теплового потока в данном случае обусловлена рефракцией. Так, у подножий склонов грабена происходит локальное завышение  $q_n$  в 4 раза. Сравнительно небольшими искажениями (до 20%) характеризуются дно и склоны грабена, а на его бортах  $q_n$  занижен до 30%. Поправки на рефракцию по ст. 10, 12 и 11 составляют +11, +8 и  $-15 \text{ мВт/м}^2$ , а фоновые значения — 117, 138 и  $137 \text{ мВт/м}^2$  соответственно, т.е. довольно близки. Как показали расчеты, в области со сложным рельефом становится значительной горизонтальная составляющая теплового потока. Так, на бортах грабена, склонах уступа и краевых частях поднятий фундамента в зависимости от крутизны склонов она достигает 20–40% от величины подводимого теплового потока. Искажения изотерм рельефом и структурными неоднородностями распространяются до глубин, примерно в 5 раз превышающих амплитуду рельефа.

Количественный учет описанных искажений позволил перейти к фоновым значениям теплового потока (см. таблицу), дающим возможность объективно судить о термическом режиме региона.

**Глубинные температуры.** Для расчета глубинных температур на нижней границе моделируемой области (глубина 20–24 км) путем подбора задавалось распределение глубинного теплового потока, примерно соответствующее реальному фоновому (условия на верхней и боковых границах сохранялись неизменными). Под глубинным здесь понимается тепловой поток, идущий из недр мантии (без учета радиогенной составляющей). Радиоактивная теплогенерация также учтена в модели, однако ее вклад в фоновый тепловой поток не превышает  $5 \text{ мВт/м}^2$ .

В пределах Командорской плиты глубинный тепловой поток задан на профиле I от 130 до 190, на профиле II от 140 до 155 и на профиле III от 135 до  $260 \text{ мВт/м}^2$ . В пределах Алеутской гряды глубинный тепловой поток снижается по мере удаления от Командорской плиты от 140 до  $100 \text{ мВт/м}^2$ . Как видно на рис. 2–4, расчетные температуры в южной части Командорской впадины на поверхности базальтового фундамента составляют  $150\text{--}250^\circ\text{C}$ , на поверхности Мохоровичича ( $\approx 10,5 \text{ км}$ ) —  $650\text{--}800^\circ\text{C}$ , а изотерма  $1200^\circ\text{C}$  (солидус базальта) расположена на глубине 15–20 км. Здесь, однако, нельзя исключать вероятность воздействия нестационарных источников тепла, которые могли проявиться как в локальном (внедрение даек), так и в региональном (эпизод задугового спрединга) масштабе. О существовании относительно молодых, узких, неглубоко залегающих источников тепла говорит, в частности, характер распределения теплового потока на профиле III. Источником столь резкой тепловой аномалии может быть дайка в фундаменте; гидротермальная деятельность маловероятна из-за большой мощности осадков. При учете нестационарности термической истории региона и локальных источников положение глубинных изотерм может несколько измениться.

В соответствии с уменьшением регионального теплового потока под Алеутской грядой происходит и погружение глубинных изотерм. Зона разломов (тектоническая граница Командорской плиты) в геотермическом отношении представляет собой область наибольших горизонтальных градиентов температур (до  $5\text{--}10^\circ\text{C/км}$ ). Возможным следствием этого является высокая концентрация механических напряжений, о чем свидетельствует и мелкофокусная сейсмичность. Вытянутое положение аномалии теплового потока субпараллельно Алеутской дуге; уточненное по данным новых измерений неглубокое залегание зон плавления (магматических очагов) и позднечетвертичный вулканизм в юго-восточной части аномальной зоны указывают на поднятие астеносферы в южной части Командорской впадины, связанное, возможно, с процессом рассеянного задугового спрединга.

**Выводы.** Новые данные теплопотока, полученные в 18-м рейсе НИС "Вулканолог", подтверждают существование интенсивной региональной геотермической аномалии в южной части Командорской впадины. Измерения, выполненные в пределах различных тектонических структур, позволяют провести геотермическое районирование. В абиссальной части котловины на расстоянии 25–45 км от Алеутской гряды прослеживается ось максимума теплового потока, наиболее резко выраженного в юго-восточной части полигона, вблизи позднечетвертичного подводного вулкана. Область между поднятием Альфа и южной окраиной Командорской плиты характеризуется средним измеренным по 14 значениям тепловым потоком  $\bar{q}_n = 145 \pm 36$  мВт/м<sup>2</sup> и фоновым (с учетом поправок на осадконакопление и рефракцию) –  $\bar{q}_ф = 170 \pm 38$ . К северу от поднятия Вулканолог, до 57° с.ш., тепловой поток несколько ниже:  $\bar{q}_n = 131 \pm 12$  мВт/м<sup>2</sup> (семь измерений). В пределах командорского сегмента Алеутской дуги  $\bar{q}_n$  в 1,5 раза ниже, чем на Командорской плите:  $\bar{q}_n = 89 \pm 32$  мВт/м<sup>2</sup> (10 измерений). Зона активных глубинных разломов, являющаяся тектонической границей между Командорской плитой и Алеутской дугой, характеризуется значительными горизонтальными градиентами температур и теплового потока (до 5–10° С/км и 2,5–4,5 мВт/м<sup>2</sup> · км).

Количественный анализ показал, что для большей части Командорской впадины искажения теплового потока структурно-геологическими неоднородностями, как правило, не превышают первых процентов, однако в зоне разломов и на поднятии Альфа они достигают 20–40% и более. Поправка на осадконакопление составляет 15–20%, в глубоких прогибах фундамента – до 30%. Расчеты глубинных температур в предположении квазистационарности термического режима южной части Командорской впадины позволяют предполагать наличие магматических очагов на глубинах 15–20 км.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А.Л. Аппаратура для измерения геотермического градиента на дне океанов // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1972. № 12. С. 72–76.
2. Галушкин Ю.И., Муравьев А.В., Смирнов Я.Б., Сугробов В.М. Оценки искажений стационарного геотермического поля за счет рельефа и контрастной теплопроводности (на примере Командорской котловины): Тез. докл. VI Всесоюз. вулканол. совещ. Петропавловск-Камчатский, 1985. Т. 3. С. 27–39.
3. Геология Командорской впадины. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1980. 72 с.
4. Гзовский М.В., Михайлова А.В. Энергетика тектонических процессов // Энергетика геологических и геофизических процессов. М.: Наука, 1972. С. 120–138.
5. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 176 с.
6. Селиверстов Н.И. Строение зоны сочленения Курило-Камчатской и Алеутской островных дуг по данным непрерывного сейсмического профилирования // Вулканология и сейсмология. 1983. № 2. С. 53–66.
7. Селиверстов Н.И., Авдейко Г.П., Иваненко А.Н. и др. Новый подводный вулкан в западной части Алеутской дуги // Вулканология и сейсмология. 1986. № 4. С. 3–16.
8. Смирнов Я.Б., Сугробов В.М. Земной тепловой поток в Курило-Камчатской и Алеутской провинциях. I. Тепловой поток и тектоника // Вулканология и сейсмология. 1979. № 1. С. 59–73.
9. Смирнов Я.Б., Сугробов В.М. Земной тепловой поток в Курило-Камчатской и Алеутской провинциях. II. Карта измеренного и фонового теплового потока // Вулканология и сейсмология. 1980. № 1. С. 16–31.
10. Смирнов Я.Б., Сугробов В.М., Галушкин Ю.И. Тепловой поток в зоне сочленения Алеутской и Курило-Камчатской островодужных систем // Вулканология и сейсмология. 1982. № 6. С. 96–115.
11. Шмидт О.А. Тектоника Командорских островов и структура Алеутской гряды. М.: Наука, 1978. 100 с. (Тр. ГИН АН СССР; Вып. 320).
12. Cooper A.K., Marlow M.S., Scholl D.W. The Bering Sea – multifarious marginal basin // Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back Arc Basins. Wash. (D.C.): AGU. 1977. Vol. 1. P. 437–441. (Geophys. Monogr. Ser.).
13. Initial Reports of Deep Sea Drilling Project. Leg 19. Wash. (D.C.): US Gov. Print. Off., 1973. 913 p.
14. Langseth M.G., Hobart M.A., Horai K. Heat flow in the Bering Sea // J. Geophys. Res. B. 1980. Vol. 85, N. 7. P. 3740–3750.

15. *Rabinowitz P., Cooper A.* Structure and sediment distribution in the western Bering Sea // *Mar. Geol.* 1977. Vol. 24. P. 309–320.
16. *Scholl D.W., Buffington E.S., Marlow M.S.* Plate tectonics and structural evolution of the Aleutian – Bering Sea region // *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1975. Vol. 151. P. 1–32.
17. *Shor G.G., Fornari D.J.* Seismic refraction measurements in the Kamchatca Basin, western Bering Sea // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 29. P. 5260–5266.
18. *Von Herzen R.P., Maxwell A.E.* The measurements of thermal conductivity of deep sea sediments by a needle probe method // *J. Geophys. Res.* 1959. Vol. 64. P. 1557–1563.
19. *Watanabe T., Langseth M.G., Anderson R.N.* Heat flow in the back arc basins of the Western Pacific // *Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back Arc Basins.* Wash. (D.C.): AGU, 1977. Vol. 1. P. 137–161. (Geophys. Monogr. Ser.).
20. *Rubinstone J.L.* Geology and geochemistry of early Tertiary submarine volcanic rocks of the Aleutian Islands and their bearing on the development of the Aleutian Island Arc: Ph. D. thesis. Ithaca (N.Y.), 1984. 350 p.

УДК 550.836:551.35

*В.В. Суетнов, Г.Б. Голионко, Н.И. Максимов, В.Г. Осадчий,  
А.А. Приходько, И.И. Грицик, О.Н. Кутузов*

### РЕГИОНАЛЬНЫЕ ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ЮГО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ БАРЕНЦЕВА МОРЯ

Многочисленными исследованиями, главным образом двух последних десятилетий, установлена отчетливая взаимосвязь особенностей теплового поля земной коры с элементами геологического строения и распределением различных видов полезных ископаемых. Это позволило утвердиться новому направлению в геотермии и разведочной геофизике – геотермическим методам поисков и разведки (терморазведке).

К настоящему времени обоснованы [6] и нашли практическое применение при поисках залежей углеводородов принципы, позволяющие рассматривать терморазведку как способ, который в комплексе с другими методами может быть использован для прогноза продуктивности перспективных площадей.

Рядом обобщающих работ [1, 2, 5 и др.] заложены основы морской терморазведки, разработаны ее теория, методика, аппаратура и техника измерений, практическая реализация которых осуществляется главным образом в пределах морских бассейнов умеренных широт. Специальные работы по выявлению эффективности терморазведки в условиях арктических морей проведены впервые, хотя к настоящему времени накоплен определенный опыт геотермических исследований в высокоширотных акваториях [3,4].

В зависимости от геологических задач и гидрологических условий геотермические исследования осуществлялись путем внедрения термозонда в донные осадки, измерения температурного режима дна или придонного слоя воды. Кроме того, велись измерения температуры водных масс на некоторых фиксированных глубинах (термостратификация толщи воды) с привлечением данных многолетних наблюдений, что позволило уже на этапе, предшествующем непосредственному проведению терморазведки, оценить особенности температурного режима конкретного региона.

Основной объем исследований по термостратификации толщи морской воды и для изучения температуры придонных слоев выполнен обычными батитермометрами, обеспечивающими регистрацию значений температуры с точностью до 0,01°С. Измерения выполнены на НИС "Ромбак". Наблюдения проводились на глубинах 5, 10, 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150, 200 и 250 м.

Для измерения геотермического градиента применялся термоградиентограф ТГЦП-1, разработанный СКБ геофизического приборостроения ИГ АН АзССР, который представляет собой разновидность игольчатого зонда на базе пьезокварцевых резонаторов. Кроме собственно зонда, комплект включает погружной контейнер с блоком электро-

ники, обеспечивающий измерение, регистрацию и хранение в блоке памяти результатов определения температуры по трем датчикам в автономном режиме измерения.

Крупномасштабные площадные исследования проводились с помощью термопрофилометра, разработанного ИГГГ АН УССР, который включает заборное устройство — кварцевый датчик температуры, помещаемый в специальную гильзу, обеспечивающую его волочение по дну за движущимся судном на кабель-тросе, и устанавливаемые на борту источник питания и частотомер. Питание регистрирующей аппаратуры осуществляется от бортовой сети напряжением 220 В. Чувствительность аппаратуры на основе термокварцевых резонаторов составляет  $0,001^{\circ}\text{C}$ , а погрешность измерений —  $0,01^{\circ}\text{C}$ . Исследования с термопрофилометром выполнялись при скорости движения судна 3—4 узла. Термоволочек двигался за судном на расстоянии 115—120 м при длине выпущенного кабель-троса 130 м. Регистрация показаний частотомера осуществлялась визуально с интервалом в 5 мин, а при резких изменениях частоты — через 1 мин. Перевод измеренных значений частоты термокварцевого резонатора в температуру осуществлялся на основе сопоставления его показаний с образцовыми термометрами по окончании термопрофилирования.

Измерения донных температур осуществлялись с помощью терморезисторов ММТ-1, помещенных в герметические капсулы. В качестве регистратора использовался цифровой ампер-вольт-омметр Ф-30. Эта аппаратура обеспечивала возможность измерения температур с абсолютной точностью  $0,05^{\circ}\text{C}$ , а вариации этого параметра до  $0,01^{\circ}\text{C}$ .

Для выявления возможностей терморазведки при решении региональных геологических задач в арктических условиях в качестве объекта исследований была определена юго-восточная часть акватории Баренцева моря (см. рисунок). На севере этой области (до  $74^{\circ}$  с.ш.) работы проводились в пределах трех крупных банок — Северо-Канинской, Гусиной и Моллера, объединенных общностью геоморфологических зон северо-восточного простирания, имеющих тектоническую природу. Указанный участок имеет хорошую выраженность в рельефе дна и значительную протяженность, измеряемую сотнями миль. Профили были продолжены вкост простирания основных геоморфологических линеаментов и в плане совпадали с разрезами вековых и многолетних наблюдений.

Наиболее протяженный "вековой" профиль, длиной 595 км, пересекает западную из названных банок — Северо-Канинскую. По наблюдениям на 20 станциях выделены три максимума температуры, из которых южный характеризуется значениями от  $2,5$  до  $5^{\circ}\text{C}$ , а северный и центральный — от  $5^{\circ}\text{C}$  и более при фоне  $1-0^{\circ}\text{C}$ . Температура в пределах банки колеблется от  $0,65$  до  $6,76^{\circ}\text{C}$ . Банка Гусиная пересечена профилем протяженностью 300 км, охарактеризованной девятью станциями наблюдения. Здесь, как и на предыдущем разрезе, зафиксированы три температурные аномалии, из которых северная и южная интенсивностью от  $2,5$  до  $5^{\circ}\text{C}$  и центральная — свыше  $5^{\circ}\text{C}$ . Эти три максимума хорошо коррелируются с аномалиями температур на предыдущем профиле, что позволяет проследить соответствующие термозоны. Профиль длиной 220 км пересекает банку Моллера в районе ст. 1—3. На этом участке отмечены тенденция к схождению ранее выделенных термозон и заметное снижение их интенсивности. Преобладает здесь температурное поле с величинами ниже  $2,5^{\circ}\text{C}$ .

Предварительный анализ характера распределения придонных температур по рассмотренным профилям позволяет сделать вывод о закономерной приуроченности повышенных температур к отчетливо прослеживаемым зонам северо-восточного направления. Повторные измерения, выполненные в 1984 г., подтвердили устойчивость во времени выделенных зон и приуроченность к ним высоких температур с точностью до десятых долей градуса.

Структура температурного поля к юго-востоку от указанной области высокой термической дифференциации установлена на основании анализа семи стандартных профилей. В субширотном направлении к западу и востоку от о-ва Колгуев прослеживается зона с температурами  $2,5-5^{\circ}\text{C}$ . К северу и северо-востоку от этой зоны, вплоть до о-ва Новая Земля превалирует низкая температура, близкая к нулевой. На этом фоне отмечены две достаточно контрастные тепловые аномалии, одна из которых зафиксиро-

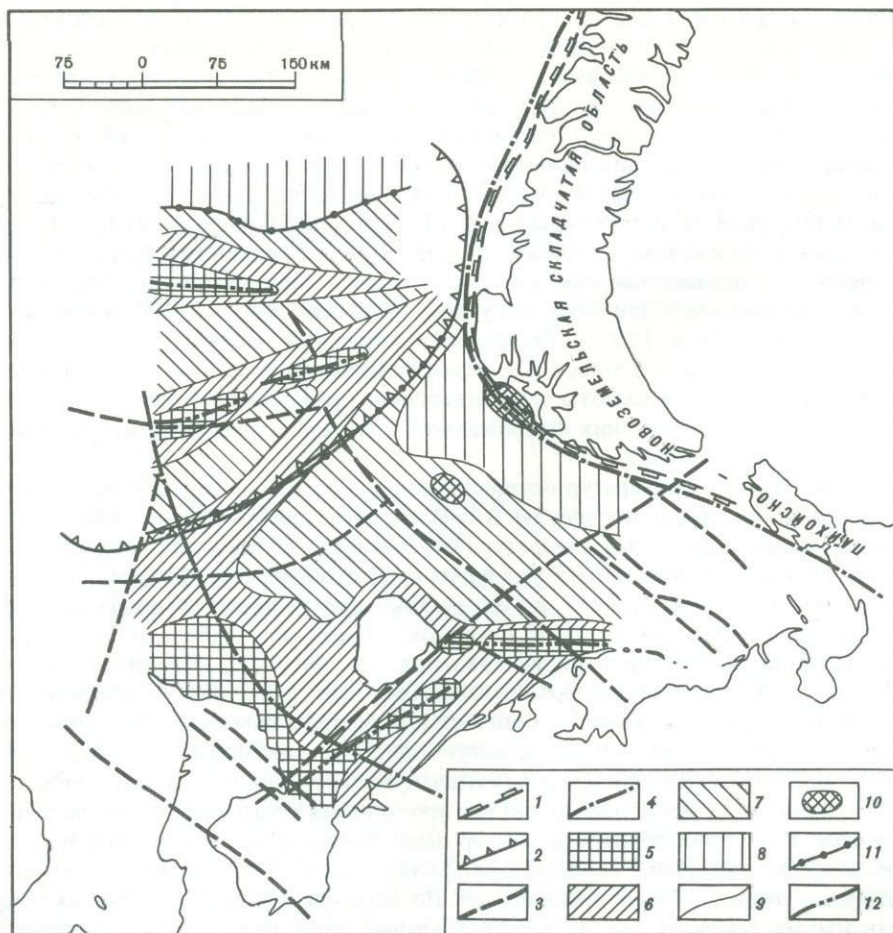


Схема распределения геотермического поля юго-восточной части Баренцева моря

Границы тектонических элементов: 1 – надпорядковых, 2 – первого порядка; разломы: 3 – в фундаменте, 4 – глубинные; температурные зоны в придонном слое ( $^{\circ}\text{C}$ ): 5 – выше 5, 6 – от 5 до 2,5, 7 – от 2,5 до 0, 8 – ниже 0; 9 – границы температурных зон; 10 – локальные положительные геотермические аномалии; 11 – граница области линейных температурных зон и слабо ориентированных; 12 – разломы, прогнозируемые по геотермическим данным; знаки 1–4 нанесены по материалам Международной тектонической карты Европы масштаба 1: 2 500 000 (1983 г.).

вана на северо-западной оконечности о-ва Междушарский, другая – в 100 км к юго-западу от первой. Мощные термоаномалии отмечены к юго-востоку от о-ва Колгуев. Здесь термозона шириной 10–25 км прослеживается на расстоянии свыше 150 км. Температура в контуре аномалии повсеместно превышает  $5^{\circ}\text{C}$  (5,28–6,36 $^{\circ}\text{C}$ ). Детальные работы в западной части термоаномалии (прибрежная зона о-ва Колгуев) подтвердили высокую термическую активность и позволили уточнить ее ширину. Кроме того, геотермические исследования, проведенные с применением термопрофилометра в 1984 г., показали хорошую сопоставимость с данными, полученными в 1983 г. методом дискретных измерений.

Из результатов сопоставления полученных данных с материалами тектоники фундамента и осадочного чехла юго-восточного шельфа Баренцева моря следует, что выделенные температурные зоны и локальные геотермические аномалии находят отражение в геотектонической структуре шельфа. Так, локальная аномалия в юго-восточной части погребенного Печоро-Баренцевского поднятия, отделяющего Южно-Баренцевскую

впадину от Печорской синеклизы, располагается в зоне сочленения крупного разлома в теле фундамента северо-западного простирания и разрывных нарушений субширотной и северо-восточной ориентировки в нижнепалеозойском осадочном комплексе. Локальная брахиформная геотермическая аномалия вблизи о-ва Междушарский приурочена к пересечению глубинного разлома, отделяющего Пайхойско-Новоземельскую складчатую область, и крупного разлома северо-восточного простирания в фундаменте северного окончания Печорской синеклизы. Приуроченность к этой же аномалии зоны выклинивания триасовых отложений верхнего терригенного комплекса позволяет рекомендовать ее в качестве объекта детализации. Обращает на себя внимание удовлетворительная сходимость в плане южной границы Южно-Баренцевской впадины и температурной зоны, разделяющей разные по конфигурации температурные поля: линейные Южно-Баренцевской впадины и слабо ориентированные Печорской синеклизы.

Приуроченность локальных геотермических аномалий к зонам глубинного разлома, отделяющего Пайхойско-Новоземельскую складчатую область от Баренцево-Северо-Карской плиты, и к крупным нарушениям в фундаменте юго-восточной части рассматриваемого шельфа позволяет прогнозировать тектонические нарушения в консолидированном основании по данным терморазведки. Такие нарушения выделены по высокотемпературным линейным зонам к юго-востоку и юго-западу от о-ва Колгуев, а также в Южно-Баренцевской впадине.

Анализ результатов проведенных исследований со всей очевидностью демонстрирует достаточно широкие возможности морской арктической терморазведки при решении региональных геологических задач. Как показывают полученные данные, наиболее эффективно применение терморазведки может быть при выявлении и трассировании дизъюнктивных нарушений и установлении границ крупных структурно-тектонических элементов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Амирханов Х.И., Суетнов В.В., Бойков А.М.* Методика морской геотермической разведки. Махачкала: Даг. фил. АН СССР, 1976. 162 с.
2. *Артеменко В.И., Маловицкий Я.П.* Морская геотермическая съемка. М.: Недра, 1979. 103 с.
3. *Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А.* Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 224 с.
4. *Меркушов В.Н., Подгорных Л.В., Смирнов Я.Б., Троцюк В.Я.* Северный Ледовитый океан // Методические и экспериментальные основы геотермии. М.: Наука, 1983. С. 181–185.
5. *Осадчий В.Г., Куксов Г.А., Ковалик В.В.* Морская геотермосъемка. Киев: Наук. думка, 1979. 101 с.
6. *Суетнов В.В., Сардаров С.С.* Теоретические основы геотермической разведки. Махачкала: Даг. фил. АН СССР, 1977. 236 с.

УДК 551.462

*А.М. Городницкий, А.Я. Гольмшток, Е.А. Назарова*

## ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ЧЕРЕЗ ДНО ОКЕАНА И МОЩНОСТЬ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ОКЕАНИЧЕСКОЙ КОРЫ

До самого последнего времени интерпретация аномалий магнитного поля в океане основывалась на представлении, что основным магнитоактивным слоем, с которым эти аномалии связаны, является второй сейсмический слой, называемый иногда "базальтовым" слоем. Вместе с тем исследования последних лет, в первую очередь изучение магнитных характеристик образцов глубинных слоев океанической коры и их аналогов в офиолитовых комплексах, свидетельствуют о том, что аномалии магнитного поля в океане, в частности линейные магнитные аномалии, могут быть связаны не только с

"базальтовым" слоем, но и глубинными слоями океанической коры. В связи с этим целесообразно оценить мощность магнитоактивного слоя в океанической литосфере.

Такая оценка может быть проведена на основе представления о том, что нижняя граница магнитоактивного слоя определяется граничными P-T-условиями их формирования, и прежде всего глубиной изотермы Кюри.

Как было показано в работе Д.М. Печерского и др. [6], точка Кюри пород широко варьирует в зависимости от P-T-pO<sup>2</sup>-условий. Нижняя граница появления магнитных минералов соответствует давлению  $P \leq 21$  кбар, температуре  $T \leq 1250$  °C и  $pO_2 \geq 10^{-8}$  атм, количеству Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>  $\geq 1\%$ . Подобные P-T-pO<sup>2</sup>-условия соответствуют магматическим очагам, глубина которых (по T<sub>c</sub>) около 60–70 км.

В то же время анализ термомагнитных характеристик пород океанической литосферы [4, 5] показал, что если для экструзивных базальтов точка Кюри варьирует в широких пределах (80–575 °C), то для интрузивных пород в большинстве случаев характерна точка Кюри около 575 °C, что соответствует чистому магнетиту. Таким образом, нижняя граница магнитоактивного слоя будет определяться глубиной изотермы Кюри 575 °C. Поэтому решение задачи сводится к отысканию глубины изотермы при формировании и последующей эволюции океанической коры.

Как известно, глубинное астеносферное вещество, поднимающееся на поверхность в оси спрединга, попадает в условия низких температур (около 0 °C), характерных для океанического дна. Вследствие сильных конвективных процессов в воде на поверхности внедрившегося вещества поддерживается постоянная температура около 0 °C. При консолидации астеносферного вещества происходит полная кристаллизация его базальтовой компоненты при постоянной температуре, соответствующей температуре солидуса базальтов T<sub>б</sub>. В процессе кристаллизации в тонком слое вблизи изотермы солидуса базальтов выделяется скрытая теплота кристаллизации. Толща пород, расположенная выше изотермы T<sub>б</sub>, и является литосферой.

Задача об определении температуры на любом уровне в литосфере в любой момент времени аналогична задаче Стефана для промерзающей воды [3, 10]. Решение этой задачи применительно к литосфере показывает, что температура  $u(z, t)$  на уровне  $z$  в литосфере в момент времени  $t$ , которое отсчитывается от начального момента экспозиции глубинного вещества в оси спрединга, может быть выражена в следующем виде:

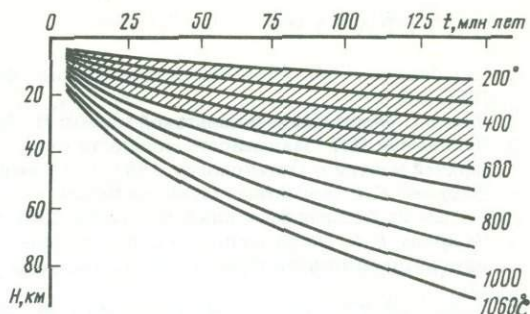
$$u(z, t) = T_b \operatorname{erf}\left(\frac{z}{112,35 \sqrt{at}}\right) / \operatorname{erf}\left(\frac{K}{112,35 \sqrt{a}}\right), \quad (1)$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности;  $t$  – время, млн лет;  $z$  – глубина, км;  $K$  – коэффициент в зависимости  $H_1 = K\sqrt{t}$  ( $H_1$  – мощность литосферы).

По данным Йодера [2], удельная теплота кристаллизации базальтов составляет  $L = 100$  кал/г. В соответствии с работой Е.И. Приставакиной [7] концентрацию жидкой базальтовой составляющей в веществе астеносферы примем равной 5%. При средней плотности астеносферы 3,2 г/см<sup>3</sup> имеем в этом случае эффективную удельную теплоту кристаллизации базальтов  $L_p \approx 16$  кал/см<sup>3</sup>. По данным О.Г. Сорохтина [8, 9], наиболее вероятное значение коэффициента теплопроводности литосферы равно  $\lambda_l = 7 \times 10^{-3}$  кал/см · с · °C. Поскольку концентрация базальтового расплава вблизи подошвы литосферы мала, будем считать, что теплопроводность астеносферы не отличается от теплопроводности литосферы. Полагая средние удельные теплоемкости литосферы и астеносферы равными соответственно  $c_a = 0,28$  и  $0,36$  кал/г · °C [3], получаем средние значения коэффициентов температуропроводности (плотность литосферы принимаем равной  $\rho_l = 3,3$  г/см<sup>3</sup>)  $a_l = 7,6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с;  $a_a = 6,1 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с.

Для величины T<sub>б</sub> (температура солидуса базальтов) примем постоянное, не меняющееся с удалением от оси спрединга значение 1060 °C [9]. Температура ликвидуса базальтов равна T<sub>а</sub> = 1350 °C [11]. Подставляя все полученные выше значения в уравнение баланса энергии на границе фазового перехода, находим  $K = 7,92$ . При этом вы-

Геотермический разрез океанической литосферы с расчетными геотермами  
Штриховкой показана область изотерм Кюри



ражение (1) может быть записано в виде

$$u(z, t) = 1419 \operatorname{erf}\left(\frac{z}{9,79 \sqrt{t}}\right). \quad (2)$$

Дальнейший расчет положения изотермы  $u_j$  в различные моменты времени сводится к подстановке в левую часть уравнения (2) значений  $u_j$  и решения уравнения (2) относительно

$$G_j = \frac{z}{9,79 \sqrt{t}}, \quad (3)$$

$$z = 9,79 c_j \sqrt{t}. \quad (4)$$

На основании приведенных соотношений были рассчитаны глубины геотерм в океанической литосфере для  $u_j$  от 200 до 1000 °С при возрасте от 0 до 150 млн лет. Геотермический разрез океанической литосферы с расчетными геотермами приведен на рисунке.

Наряду с этим расчетом нами был также сделан расчет глубины полосы изотерм Кюри в океанической литосфере по экспериментальным данным о величине теплового потока через океаническое дно, полученным в Атлантическом, Тихом и Индийском океанах [1].

Зная глубины изотермы солидуса базальтов из выражения

$$H_l = \frac{T_\delta \lambda_l}{q} \quad (5)$$

и фоновые значения теплового потока, можно рассчитать глубину изотерм Кюри в океанической литосфере. Проведенные расчеты свидетельствуют о том, что, за исключением районов с аномально высокими значениями теплового потока, при интенсивном влиянии конвективного теплопереноса (рифтовые зоны, районы современного вулканизма, тектонически активные участки трансформных разломов) глубина изотермы Кюри, рассчитанная по плотности теплового потока, так же как и для теоретической модели, значительно превышает глубину не только подошвы второго слоя, но и поверхности Мохоровичича.

Таким образом, расчет геотерм в океанической литосфере указывает на принципиальную возможность существования ферромагнитных минералов в глубинных слоях океанической литосферы, формирующихся при последовательном наращивании ее мощности при остывании.

Совместный анализ результатов геотермических и геомагнитных исследований приводит к выводу о необходимости пересмотра прежних представлений о структуре магнитоактивного слоя в океанической коре.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Городницкий А.М.* Строение океанской литосферы и формирование подводных гор. М.: Наука, 1985. 166 с.
2. *Йодер Х.* Образование базальтовой магмы. М.: Мир, 1979. 120 с.
3. *Лукашевич И.П.* Зависимость мощности океанической литосферы от физических характеристик верхней мантии // *Океанология*. 1982. Т. 22, вып. 3. С. 423–430.
4. *Назарова Е.А.* Магнитные свойства базальтов океанского ложа // *Магнитные аномалии океанов и новая глобальная тектоника*. М.: Наука, 1981. С. 131–142.
5. *Назарова Е.А.* Интрузивные породы океанической литосферы как возможные источники аномального магнитного поля Мирового океана // *Бюл. МОИП. Отд. геол.* 1985. Т. 6, вып. 1. С. 27–33.
6. *Печерский Д.М., Бачин В.И., Бродская С.Ю., Шаронова З.В.* Магнетизм и условия образования изверженных горных пород. М.: Наука, 1975. 288 с.
7. *Приставакина Е.И.* Определение степени частичного плавления астеносферы по сейсмическим данным // *Океанология*. 1984. Т. 24, вып. 3. С. 477–483.
8. *Сорохтин О.Г.* Глобальная эволюция Земли. М.: Наука, 1974. 181 с.
9. *Сорохтин О.Г.* Образование литосферных плит и природа срединно-океанических хребтов // *Геофизика океана*. М.: Наука, 1979. Т. 2. С. 173–178.
10. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966. 736 с.
11. *Шейнманн Ю.М.* Очерки глубинной геологии. М.: Недра, 1968. 231 с.

УДК 550.361

*А.Я. Гольмшток*

### ТЕПЛОВОЙ ПОТОК В НАКАПЛИВАЮЩИХСЯ ОСАДКАХ

Процесс осадконакопления оказывает сильное влияние на величину теплового потока, измеренного на поверхности дна моря и обусловленного действием глубинных источников тепла, расположенных в астеносфере и литосфере. Учет подобного влияния важен для оценки геодинамических условий в районе исследования, расчета палеотемпературных условий в осадках и в основании, на котором они залегают. Знание же палеотемпературных условий в осадочном чехле позволяет уточнить перспективы нефтегазоносности осадочного бассейна.

Влияние осадконакопления, искажающего глубинный тепловой поток, существенно зависит от распределения глубинных источников тепла, характера их изменения во времени и динамики роста осадков.

Учету влияния процесса седиментации на величину теплового потока посвящен ряд работ [3–9, 14, 15]. Как правило, в этих работах рассматриваются весьма упрощенные модели строения среды, не учитывается нестационарность во времени глубинных источников тепла, контрастность теплофизических свойств осадков и подстилающего их основания, а также сложная динамика изменения мощности осадков во времени.

Ниже рассматривается геотермическая модель, в значительной степени лишенная перечисленных ограничений.

#### Вывод основных интегральных формул

Рассмотрим в качестве основания ( $z \leq 0$ )  $n$ -слойную среду, в каждом слое которой распределены источники тепла с удельной теплогенерацией  $A_j(z, t)$ , где  $j$  – номер слоя. Нумерацию слоев примем сверху вниз. Координаты подошвы и кровли слоя с номером  $j$  обозначим  $z_j$  и  $z_{j-1}$  ( $z_0 = 0$ ), а теплопроводность и температуропроводность слоя обозначим соответственно  $\lambda_j$  и  $a_j$ . До начала осадконакопления ( $t < 0$ ) в слоистой среде источниками было создано тепловое поле. Внутри каждого

слоя существовало некоторое распределение температуры  $\bar{u}_j(z, t)$ , удовлетворяющее уравнению теплопроводности

$$L_j(\bar{u}_j) = a_j \frac{\partial^2 \bar{u}_j(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\partial \bar{u}_j(z, t)}{\partial t} = - \frac{a_j}{\lambda_j} A_j(z, t) \quad (1)$$

и граничным условиям при  $z = z_j$

$$\bar{u}_j = \bar{u}_{j+1}, \quad \lambda_j \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial z} = \lambda_{j+1} \frac{\partial \bar{u}_{j+1}}{\partial z} \quad (2)$$

На границе  $z_n$  температура и поток — ограниченные по величине функции времени. Не теряя общности, примем температуру поверхности  $z = 0$  постоянной и равной нулю при  $t < 0$ .

Начиная с момента времени  $t = 0$  на основании накапливаются осадки (верхняя граница осадочного слоя движется вверх), теплопроводность, температуропроводность и удельная теплогенерация которых равны соответственно  $\lambda_0$ ,  $a_0$  и  $A_0(z, t)$ . Мощность осадочного покрова изменяется во времени как  $h = \varphi(t)$  при  $t \geq 0$ . При  $t = 0$   $\varphi(t) = 0$ . Температура в слое осадков удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$L_0(u_0) = a_0 \frac{\partial^2 u_0(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\partial u_0(z, t)}{\partial t} = - \frac{a_0}{\lambda_0} A_0(z, t) \quad (3)$$

На подвижной поверхности осадков поддерживается температура, равная нулю.

Влияние процесса осадконакопления приводит к изменению распределения тепла в основании, так как на прогрев холодного осаждающегося материала затрачивается энергия, отбираемая от распределенных в основании источников тепла. Кроме того, теплофизические параметры вещества осадков ( $\lambda_0$ ,  $a_0$ ), как правило, имеют меньшие значения, чем аналогичные параметры пород основания, что приводит к возникновению некоторого экранирующего тепло эффекта. Наконец, процесс седиментации сопровождается включением источников тепла различной природы (радиогенное тепло, обусловленное рассеянными в осадках радиоактивными элементами; уплотнение осадков с отжимом поровой влаги; реакции преобразования органической компоненты осадков в углеводороды и т.д.), также меняющим распределение тепла.

Обозначим при  $t > 0$  температуру в каждом слое основания  $u_j(z, t)$ . Очевидно, что функция  $u_j(z, t)$  также удовлетворяет уравнениям теплопроводности и граничным условиям, аналогичным (1), (2). На границе  $z = 0$  между основанием и осадками имеем граничные условия

$$u_1 = u_0, \quad \lambda_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = \lambda_0 \frac{\partial u_0}{\partial z} \quad (4)$$

Для решения задачи введем дополнительно функцию источника

$$G(z, t; \xi, \tau) = \begin{cases} G_j(z, t; \xi, \tau), & z_j \leq \xi \leq z_{j-1} \\ G_0(z, t; \xi, \tau), & \xi > 0, \end{cases} \quad (5)$$

удовлетворяющую в каждом слое ( $j = 0, 1, \dots, n$ ) по переменным  $\xi$  и  $\tau$  уравнению

$$M_j(G_j) = a_j \frac{\partial^2 G_j}{\partial \xi^2} + \frac{\partial G_j}{\partial \tau} = 0, \quad (6)$$

граничным условиям при  $\xi = z_j$  ( $j < n$ )

$$\begin{cases} \frac{1}{\lambda_j} G_j = \frac{1}{\lambda_{j+1}} G_{j+1}, \\ \frac{\partial G_j}{\partial \xi} = \frac{\partial G_{j+1}}{\partial \xi} \end{cases} \quad (7)$$

и условию при  $t = \tau$ ,  $z \neq \xi$

$$G_j(z, t; \xi, \tau) = 0. \quad (8)$$

Для каждого номера  $j$  ( $j \neq 0$ ) вычислим двойной интеграл по области  $z_j \leq \xi \leq z_{j-1}$ ,  $0 \leq \tau \leq t$  от разности  $L_j(u_j)G_j - M_j(G_j)u_j$ . Используя формулу Грина [12], получаем

$$\begin{aligned} & a_0 \int_0^t \left( \frac{\partial u_j}{\partial \xi} G_j - u_j \frac{\partial G_j}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_j} d\tau + a_0 \int_0^t \left( \frac{\partial u_j}{\partial \xi} G_j - u_j \frac{\partial G_j}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_{j-1}} d\tau + \\ & + \frac{a_j}{\lambda_j} \cdot \frac{a_0}{a_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} \int_0^t A_j G_j d\tau d\xi + \frac{a_0}{a_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} (u_j G_j)_{\tau=0} d\xi = \\ & = \begin{cases} \frac{a_0}{a_j} u_j(z, t), & z \in [z_j, z_{j-1}] \\ 0, & z \in [z_j, z_{j-1}]. \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

В слое осадков ( $j = 0$ ) вычислим двойной интеграл по области  $0 \leq \xi \leq \varphi(\tau)$ ,  $0 \leq \tau \leq t$  от разности  $L_0(u_0)G_0 - M_0(G_0)u_0$  и применим формулу Грина. Имеем

$$\begin{aligned} & -a_0 \int_0^t \left( \frac{\partial u_0}{\partial \xi} G_0 - u_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_0} d\tau + \int_0^t (u_0 G_0)_{\xi=\varphi(\tau)} \varphi'(\tau) d\tau + \\ & + a_0 \int_0^t \left( \frac{\partial u_0}{\partial \xi} G_0 - u_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} \right)_{\xi=\varphi(\tau)} d\tau + \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0 G_0 d\xi d\tau = \\ & = \begin{cases} u_0(z, t), & 0 \leq z \leq \varphi(t), \\ 0, & z < 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Сложим левые и правые части выражения (10) и всех выражений (9) при  $j = 1, 2, \dots, n$ . В соответствии с граничными условиями (2), (4), (7) получаем

$$\begin{aligned} & -a_0 \int_0^t \left( \frac{\partial u_n}{\partial \xi} G_n - u_n \frac{\partial G_n}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_n} d\tau - \int_0^t \left\{ u_0 \left[ a_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} - \varphi'(\tau) G_0 \right] \right\}_{\xi=\varphi(\tau)} d\tau + \\ & + \sum_{j=1}^n \frac{a_0}{\lambda_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} \int_0^t A_j G_j d\tau d\xi + \sum_{j=1}^n \frac{a_0}{a_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} (u_j G_j)_{\tau=0} d\xi + \\ & + \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0 G_0 d\xi d\tau - \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] d\tau = \frac{a_0}{a_k} u_k(z, t). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $k$  — номер слоя, в котором расположена точка наблюдения (т.е.  $z_k \leq z \leq z_{k-1}$ );  $q(\tau)$  — значение теплового потока на поверхности растущих осадков, когда  $\xi = \varphi(\tau)$ .

Рассмотрим выражение под знаком суммы во втором члене слева в формуле (11). Учитывая равенство (1), имеем

$$J_j = \frac{a_0}{\lambda_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} \int_0^t A_j G_j d\tau d\xi = - \frac{a_0}{a_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} \int_0^t \left( a_j \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \tau} \right) G_j d\tau d\xi.$$

Интегрируя последовательно по частям, меняя порядок интегрирования и учитывая уравнение (6), находим

$$J_j = a_0 \int_0^t \left[ \left( \bar{q}_j \frac{1}{\lambda_j} G_j \right)_{\xi=z_{j-1}} - \left( \bar{q}_j \frac{1}{\lambda_j} G_j \right)_{\xi=z_j} \right] d\tau + a_0 \int_0^t \left[ \left( \bar{u}_j \frac{\partial G_j}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_{j-1}} - \left( \bar{u}_j \frac{\partial G_j}{\partial \xi} \right)_{\xi=z_j} \right] d\tau - \frac{a_0}{a_j} \int_{z_j}^{z_{j-1}} (\bar{u}_j G_j)_{\tau=0} d\xi + \frac{a_0}{a_j} \tilde{u}_j(z, t), \quad (12)$$

где  $\bar{q}_j$  и  $\bar{u}_j$  — значения теплового потока и температуры в основании при  $\tau > 0$ , в условиях, когда на поверхности основания не отлагаются осадки;

$$\tilde{u}_j(z, t) = \begin{cases} u_j(z, t), & z \in [z_j, z_{j-1}], \\ 0, & z \in [z_j, z_{j-1}]. \end{cases}$$

С учетом вида функции  $J_j$  выражение (11) представляется следующим образом:

$$u_k(z, t) = \bar{u}_k(z, t) + \frac{a_k}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) G_1(z, t; 0, \tau) d\tau - \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] d\tau + \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0 G_0 d\xi d\tau - \frac{a_k}{a_0} \int_0^t \left\{ u_0 \left[ a_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} - \varphi'(\tau) G_0 \right] \right\}_{\xi = \varphi(\tau)} d\tau + a_k \int_0^k \left[ \frac{1}{\lambda_n} \Delta q_n G_n + \Delta u_n \frac{\partial G_n}{\partial \xi} \right]_{\xi = z_n} d\tau.$$

Здесь  $\Delta q_n$  и  $\Delta u_n$  — возмущения теплового потока и температуры в слое с номером  $n$ , вызванные процессом осадконакопления. Очевидно, что при достаточно больших значениях  $z_n$  как  $\Delta q_n$ , так и  $\Delta u_n$  становятся величинами весьма малыми. Можно показать, что

$$G_n(z, t; \xi, \tau) \xrightarrow[\xi \rightarrow -\infty]{} O(\xi^{-1}),$$

$$\frac{\partial G_n(z, t; \xi, \tau)}{\partial \xi} \xrightarrow[\xi \rightarrow -\infty]{} O(\xi^{-1}).$$

Поэтому, полагая, что слой с номером  $n$  является однородным полупространством, окончательно получаем

$$u_k(z, t) = \bar{u}_k(z, t) + \frac{a_k}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) G_1(z, t; 0, \tau) d\tau - \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] d\tau + \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) G_0(z, t; \xi, \tau) d\xi d\tau - \frac{a_k}{a_0} \int_0^t \left\{ u_0 \left[ a_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} - \varphi'(\tau) G_0 \right] \right\}_{\xi = \varphi(\tau)} d\tau. \quad (13)$$

Если  $k = 0$ , то в слое осадков имеем

$$\begin{aligned}
 u_0(z, t) = & -\frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] d\tau + \\
 & + \frac{a_0}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) G_1(z, t; 0, \tau) d\tau + \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \varphi) G_0(z, t; \xi, \tau) d\xi d\tau - \\
 & - \int_0^t \left\{ u_0 \left[ a_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} - \varphi'(\tau) G_0 \right] \right\}_{\xi = \varphi(\tau)} d\tau. \quad (14)
 \end{aligned}$$

Если при этом  $z \rightarrow z^0 = \varphi(t)$ , то нужно учесть разрыв потенциала двойного слоя в (14). Полагая, что температура на поверхности накапливающихся осадков задана как функция  $t$ , т.е.  $u_0(z^0, t) = f(t)$ , имеем

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} f(t) + \int_0^t f(\tau) \left[ a_0 \frac{\partial G_0}{\partial \xi} - \varphi'(\tau) G_0 \right]_{\xi = \varphi(\tau)} d\tau + \\
 & + \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) G_0[z^0, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] d\tau - \frac{a_0}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) G_1(z^0, t; 0, \tau) d\tau - \\
 & - \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) G_0(z^0, t; \xi, \tau) d\xi d\tau = 0. \quad (15)
 \end{aligned}$$

Выражение (15) связывает значение теплового потока на поверхности накапливающихся осадков с граничным условием для температуры на этой поверхности.

Для условий глубокого моря характерны близкие к нулю и мало изменяющиеся во времени значения температуры на дне. Поэтому, суммируя равенства (14) и (15), принимая  $f(t) = u_0(z^0, t) = 0$ , получаем формулу для определения температуры в слое осадков:

$$\begin{aligned}
 u_0(z, t) = & -\frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) \{ G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] - G_0[z^0, t; \xi = \varphi(\tau), \tau] \} d\tau + \\
 & + \frac{a_0}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) \{ G_1(z, t; 0, \tau) - G_1(z^0, t; 0, \tau) \} d\tau + \\
 & + \frac{a_0}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) \{ G_0(z, t; \xi, \tau) - G_0(z^0, t; \xi, \tau) \} d\xi d\tau. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Аналогично, если  $z_k \leq z \leq z_{k-1}$ , то

$$\begin{aligned}
 u_k(z, t) = & \bar{u}_k(z, t) - \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) \{ G_0[z, t; \varphi(\tau), \tau] - G_0[z^0, t; \varphi(\tau), \tau] \} d\tau + \\
 & + \frac{a_k}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) \{ G_1(z, t; 0, \tau) - G_1(z^0, t; 0, \tau) \} d\tau + \\
 & + \frac{a_k}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) \{ G_0(z, t; \xi, \tau) - G_0(z^0, t; \xi, \tau) \} d\xi d\tau. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Чтобы найти выражение для теплового потока  $q_k(z, t)$ , продифференцируем равенство (17) по  $z$  и умножим обе части на коэффициент  $-\lambda_k$ . Имеем

$$q_k(z, t) = \bar{q}_k(z, t) + a_k \frac{\lambda_k}{\lambda_0} \int_0^t q(\tau) \frac{\partial G_0[z, t; \xi = \varphi(\tau), \tau]}{\partial z} d\tau -$$

$$\begin{aligned}
 & - a_k \frac{\lambda_k}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) \frac{\partial G_1(z, t; 0, \tau)}{\partial z} d\tau - \\
 & - a_k \frac{\lambda_k}{\lambda_0} \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) \frac{\partial G_0(z, t; \xi, \tau)}{\partial z} d\xi d\tau.
 \end{aligned} \tag{18}$$

В случае  $k = 0$  в равенствах (17), (18) следует принять

$$\bar{u}_0(z, t) = 0; \quad \bar{q}_0(z, t) = 0.$$

Таким образом, если известно распределение тепла в слоистом основании, не перекрытом осадками, а также значения теплового потока через поверхность накапливающихся осадков, то, используя формулы (17), (18), можно рассчитать температуру и тепловой поток в любой точке среды в произвольный момент времени. Иными словами, можно восстановить палеогеотермические условия в осадочной толще и подстилающем ее основании.

Полагая, что известны функции  $\bar{u}_k(z, t)$  и  $\bar{q}_k(z, t)$ , несложно получить выражение, позволяющее найти значения потока  $q(t)$  через поверхность накапливающихся осадков. Действительно, при  $k = 0$  устремим точку наблюдения на поверхность осадков ( $z \rightarrow z^0 = \varphi(t)$ ) и учтем разрыв производной теплового потенциала простого слоя. Получаем для нахождения  $q(t)$  уравнение Вольтерра второго рода

$$q(t) - \int_0^t q(\tau) K(t, \tau) d\tau = F(t), \tag{19}$$

где

$$K(t, \tau) = 2a_0 \frac{\partial G_0(z, t; \xi, \tau)}{\partial z} \Bigg|_{\substack{\xi = \varphi(\tau) \\ z = \varphi(t)}}, \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
 F(t) = & -2a_0 \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \int_0^t \bar{q}_1(0, \tau) \frac{\partial G_1(z, t; 0, \tau)}{\partial z} \Bigg|_{z = \varphi(t)} d\tau - \\
 & - 2a_0 \int_0^t \int_0^{\varphi(\tau)} A_0(\xi, \tau) \frac{\partial G_0(z, t; \xi, \tau)}{\partial z} \Bigg|_{z = \varphi(t)} d\xi d\tau.
 \end{aligned} \tag{21}$$

Значение теплового потока на поверхности накапливающихся осадков представим в виде суммы

$$q(t) = q_D(t) + q_S(t),$$

где  $q_D(t)$  — тепловой поток, обусловленный действием глубинных источников тепла в основании при наличии седиментации;  $q_S(t)$  — тепловой поток, созданный источниками в накапливающихся осадках. Расчет  $q_D(t)$  выполняется путем решения уравнения (19) с заменой функции  $F(t)$  на  $F_D(t)$ , равную первому слагаемому в формуле (21). Значение  $q_S(t)$  также находится из решения уравнения (19) с правой частью  $F_S(t)$ , равной второму слагаемому в (21). Аналогично целесообразно выразить температуру  $u_k(z, t)$  и  $q_k(z, t)$ , когда точка наблюдения не находится на поверхности осадков:

$$u_k(z, t) = u_k^D(z, t) + u_k^S(z, t), \quad q_k(z, t) = q_k^D(z, t) + q_k^S(z, t).$$

**Определение функции  $G_j(z, t; \xi, \tau)$**

Рассмотрим для слоя с номером  $j$  уравнение, сопряженное с уравнением (6),

$$a_j \frac{\partial^2 G_j}{\partial \xi^2} - \frac{\partial G_j}{\partial \tau} = 0.$$

Применим к этому уравнению и граничным условиям (7) преобразование Фурье. Обозначим через  $V_j(z, \xi, \omega)$  трансформанту Фурье функции  $G_j$  с учетом начального условия (8):

$$V_j(z, \xi, \omega) = \int_0^\infty G_j(z, \xi, t) e^{-i\omega t} dt.$$

Полученное в результате преобразования уравнение

$$a_j \frac{\partial^2 V_j}{\partial \xi^2} - i\omega V_j = 0$$

с граничными условиями при  $\xi = z_j$

$$\begin{cases} \frac{1}{\lambda_j} V_j = \frac{1}{\lambda_{j+1}} V_{j+1}, \\ \frac{\partial V_j}{\partial \xi} = \frac{\partial V_{j+1}}{\partial \xi} \end{cases} \quad (22)$$

имеет решение

$$V_j = \bar{A}_j e^{\sqrt{\frac{i\omega}{a_j}} \xi} + \bar{B}_j e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{a_j}} \xi}. \quad (23)$$

Номер слоя, в котором находится точка наблюдения  $z$ , обозначим  $k$ . При  $j > k$  введем также обозначения

$$j = k + m$$

и

$$\left. \frac{V_{k+m}}{\partial V_{k+m} / \partial \xi} \right|_{\xi = z_{k+m-1}} = \frac{R_{k+m}}{\sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+m}}}}.$$

С учетом равенства (23) и граничных условий для  $V_j$  получаем следующие рекуррентные соотношения, аналогичные используемым в геоэлектрике [2]:

$$R_{k+m} = \operatorname{ctg} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+m}}} h_{k+m} + \operatorname{Arcth} \left( \frac{\lambda_{k+m}}{\lambda_{k+m+1}} \sqrt{\frac{a_{k+m+1}}{a_{k+m}}} R_{k+m+1} \right) \right]$$

$$\dots \dots \dots R_n \equiv 1. \quad (24)$$

Аналогично, если  $j = k - m$ , введем функцию  $R_j^*$  соотношением

$$\left. \frac{V_{k-m}}{\partial V_{k-m} / \partial \xi} \right|_{\xi = z_{k-m}} = - \frac{R_{k-m}^*}{\sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-m}}}},$$

где (с учетом тех же граничных условий для  $V_j$ )

$$R_{k-m}^* = \text{cth} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-m}}} h_{k-m} + \text{Arcth} \left( \frac{\lambda_{k-m}}{\lambda_{k-m-1}} \sqrt{\frac{a_{k-m-1}}{a_{k-m}}} R_{k-m-1}^* \right) \right]$$

.....

$$R_0^* \equiv 1. \tag{25}$$

Здесь  $h_j = z_{j-1} - z_j$  — толщина слоя с номером  $j$ .

В слое с номером  $k$  проведем условную границу  $\zeta = z$  и обозначим Фурье-изображение функции  $G_k(z, \zeta, t)$  при  $\zeta < z - V_{k+0}$ , а при  $\zeta > z - V_{k-0}$ . Если  $\zeta \rightarrow z$  и  $t \rightarrow 0$ , то функция источника  $G_k$  стремится к функции источника, включенного в момент  $t = 0$  в однородном пространстве с параметрами  $\lambda_k, a_k$ :

$$G_k \xrightarrow[\substack{\zeta \rightarrow z \\ t \rightarrow 0}]{} G_k^0 = \frac{1}{2\sqrt{\pi a_k t}} e^{-\frac{(z-\zeta)^2}{4a_k t}}.$$

Отсюда получаем граничные условия на линии  $\zeta = z$

$$V_{k+0} - V_{k-0} = 0,$$

$$\frac{\partial V_{k+0}}{\partial \zeta} - \frac{\partial V_{k-0}}{\partial \zeta} = \frac{1}{a_k}. \tag{26}$$

Используя метод математической индукции и учитывая граничные условия (22), (26), а также рекуррентные соотношения (24), (25), находим выражения для коэффициентов  $\bar{A}_j, \bar{B}_j$ , а следовательно, и для функций  $V_{k+m}, V_{k-m}$ :

$$V_{k+m} = \sqrt{a_{k+m}} \Psi_1(\omega, z) \left[ R_{k+m} \text{ch} \left( \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+m}}} \Delta z_{k+m} \right) - \text{sh} \left( \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+m}}} \Delta z_{k+m} \right) \right] \prod_{n=0}^m \alpha_n, \tag{27}$$

где

$$\Psi_1(\omega, z) = \frac{1}{a_k \sqrt{i\omega}} \frac{R_{k-0}^*}{R_{k+0} + R_{k-0}^*}, \tag{28}$$

$$\alpha_n = \left\{ \frac{\lambda_{k+(n-1)}}{\lambda_{k+n}} \sqrt{\frac{a_{k+n}}{a_{k+(n-1)}}} R_{k+n} \text{sh} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+(n-1)}}} h_{k+(n-1)} \right] + \text{ch} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k+(n-1)}}} h_{k+(n-1)} \right] \right\}^{-1},$$

$$\alpha_0 \equiv 1, \tag{29}$$

$$\Delta z_{k+m} = \begin{cases} z - \zeta, & m = 0, \\ z_{k+m-1} - \zeta, & m > 0. \end{cases} \tag{30}$$

Функции  $R_{k+0}$  и  $R_{k-0}^*$  определяются по формулам (24), (25). Входящие в них значения  $h_{k+0}$  и  $h_{k-0}$  равны соответственно  $(z - z_k)$  и  $(z_{k-1} - z)$ .

Аналогично

$$V_{k-m} = \sqrt{a_{k-m}} \Psi_2(\omega, z) \left[ R_{k-m}^* \operatorname{ch} \left( \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-m}}} \Delta z_{k-m} \right) - \operatorname{sh} \left( \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-m}}} \Delta z_{k-m} \right) \right] \prod_{n=0}^m \beta_n, \quad (31)$$

где

$$\Psi_2(\omega, z) = \frac{1}{a_k \sqrt{i\omega}} \frac{R_{k+0}}{R_{k+0} + R_{k-0}^*}, \quad (32)$$

$$\beta_n = \left\{ \frac{\lambda_{k-(n-1)}}{\lambda_{k-n}} \sqrt{\frac{a_{k-n}}{a_{k-(n-1)}}} R_{k-n}^* \operatorname{sh} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-(n-1)}}} h_{k-(n-1)} \right] + \operatorname{ch} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_{k-(n-1)}}} h_{k-(n-1)} \right] \right\}^{-1}, \quad (33)$$

$$\beta \equiv 1,$$

$$\Delta z_{k-m} = \begin{cases} \xi - z, & m = 0, \\ \xi - z_{k-m}, & m > 0. \end{cases} \quad (34)$$

Совершая обратное преобразование Фурье функций  $V_{k+m}$ ,  $V_{k-m}$  и заменяя  $t$  на  $t - \tau$ , получаем выражения для функций  $G_{k-m}(z, t; \xi, \tau)$  и  $G_{k+m}(z, t; \xi, \tau)$ .

### Решение интегрального уравнения

При решении интегрального уравнения (19) целесообразно ввести безразмерные величины

$$p = \frac{v^* t}{2\sqrt{a_0 t}}, \quad s = \frac{v^* \tau}{2\sqrt{a_0 \tau}}.$$

Тогда уравнение (19) можно переписать следующим образом:

$$q(p) = \int_0^p q(s) \bar{R}(p, s) ds + F(p), \quad (35)$$

где

$$\bar{R}(p, s) = \frac{8a_0}{v^{*2}} sK \left( t = \frac{4a_0}{v^{*2}} p^2, \quad \tau = \frac{4a_0}{v^{*2}} s^2 \right), \quad (36)$$

$$v^* = \max_{0 \leq \tau \leq t} \left( \frac{d\xi}{d\tau} \right). \quad (37)$$

Полагая  $p_N = p$ , представим интеграл в (35) в виде

$$\int_0^p q(s) \bar{R}(p, s) ds = \sum_{k=1}^N \int_{p_{k-1}}^{p_k} q(s) \bar{R}(p_N, s) ds. \quad (38)$$

Выбирая соответствующим образом значения  $p_k$ , интеграл под знаком суммы вычислим по формуле трапеций для всех  $k < N$ . Находим

$$\int_{p_{k-1}}^{p_k} q(s) \bar{R}(p_N, s) ds \approx \frac{p_k - p_{k-1}}{2} [q_k \bar{R}_{N,k} + q_{k-1} \bar{R}_{N,k-1}]. \quad (39)$$

Для удобства записи здесь приняты обозначения

$$\bar{R}_{N,k} = \bar{R}(p_N, p_k), \quad q_k = q(p_k).$$

При  $k = N$  интеграл в правой части равенства (38) запишем в виде

$$\int_{p_{N-1}}^{p_N} q(s) \bar{R}(p_N, s) ds = q_N \int_{p_{N-1}}^{p_N} \bar{R}(p_N, s) ds + \int_{p_{N-1}}^{p_N} [q(s) - q_N] \bar{R}(p_N, s) ds. \quad (40)$$

Если отрезок  $[p_{N-1}, p_N]$  мал, то для достаточно гладкой функции  $z = \varphi(t)$  малой будет и разность  $z - \zeta$ . В этом случае

$$\bar{R}(p_N, s) \xrightarrow{s \rightarrow p_N} \frac{2\bar{v}_N}{\sqrt{\pi}} \frac{s}{\sqrt{p_N^2 - s^2}} e^{-\bar{v}_N^2 (p_N^2 - s^2)},$$

$$q(s) - q_N \xrightarrow{s \rightarrow p_N} \left[ \frac{dq(s)}{ds} \right]_{s=p_N} (s - p_N).$$

Здесь  $\bar{v}_N$  — нормированная по величине  $v^*$  средняя скорость осадконакопления на интервале  $[p_{N-1}, p_N]$ . Очевидно, что второй интеграл в (40) можно эффективно вычислить с использованием формулы трапеций. Точность вычислений этого интеграла и интегралов (39) обеспечивается соответствующим выбором значений  $N$  и  $p_k$ . Учитывая это и суммируя интегралы (39), получаем рекуррентное соотношение для нахождения значения  $q_N$  ( $N = 1, 2, \dots$ ):

$$q_N = \left( F_N + \sum_{k=1}^{N-1} \frac{p_{k+1} - p_{k-1}}{2} q_k \bar{R}_{N,k} \right) / \left( 1 - S_N + \frac{p_N - p_{N-1}}{2} \bar{R}_{N,N-1} \right), \quad (41)$$

где

$$S_N = \int_{p_{N-1}}^{p_N} \bar{R}(p_N, s) ds.$$

Если  $N < 2$ , то сумма в числителе (41) равна нулю.

Таким образом, представляя интеграл в уравнении (19) квадратурой, получаем систему линейных уравнений с треугольной матрицей и диагональным преобладанием. Решение системы приводит к рекуррентному соотношению (41). Подставляя в формулу (1) вместо  $F_N$  значение  $F_D(t_N)$ , находим решение интегрального уравнения  $q_D(t_N)$ . Если же  $F_N = F_S(t_N)$ , то получаем значения  $q_S(t_N)$ . Можно показать, что при  $t_N = 0$  ( $N = 0$ )

$$q_D(0) = \bar{q}_1(0, 0), \quad q_S(0) = 0.$$

Зная все значения  $q_D(t_N)$  и  $q_S(t_N)$  и вычисляя интегралы в выражениях (13), (14) в квадратурах, определяем температуру и тепловой поток в любой точке среды в любой момент времени.

### Пример решения интегрального уравнения

Рассмотрим в качестве основания однородное полупространство с параметрами  $\lambda_1$  и  $a_1$ . В этом случае

$$R_{0+0} = \operatorname{cth} \left[ \sqrt{\frac{i\omega}{a_0}} z + \operatorname{Arcth} \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \sqrt{\frac{a_1}{a_0}} \right], \quad R_{0+0}^* = 1.$$

Откуда ( $\xi < z$ )

$$V_{0+0} = \frac{1}{2\sqrt{i\omega a_0}} \left[ e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{a_0}}(z-\xi)} + b e^{-\sqrt{\frac{i\omega}{a_0}}(z+\xi)} \right], \quad (42)$$

где

$$b = \frac{\lambda_0/\lambda_1 - \sqrt{a_0/a_1}}{\lambda_0/\lambda_1 + \sqrt{a_0/a_1}}. \quad (43)$$

Совершая обратное преобразование Фурье от функции  $V_{0+0}$ , находим, заменяя  $t$  на  $t - \tau$ ,

$$G(z, t; \xi, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi a_0(t-\tau)}} \left[ e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a_0(t-\tau)}} + b e^{-\frac{(z+\xi)^2}{4a_0(t-\tau)}} \right]. \quad (44)$$

Представим зависимость  $\xi = \varphi(\tau)$  кусочно-линейной функцией

$$\xi = \sum_{j=1}^{k-1} v_j(t_j - t_{j-1}) + v_k(\tau - t_{k-1}).$$

Или, обозначая  $\xi = \frac{4a_0}{v^*} \bar{\xi}$ , имеем

$$\bar{\xi} = z_{k-1} + \bar{v}_k(s^2 - p_{k-1}^2), \quad (45)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{v}_k &= v_k/v^*, \\ \bar{z}_{k-1} &= \sum_{j=1}^{k-1} \bar{v}_j(p_j^2 - p_{j-1}^2). \end{aligned} \quad (46)$$

С учетом формул (44)–(46) получаем

$$\begin{aligned} \bar{R}_{N,k} &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{p_k}{(p_N^2 - p_k^2)^{3/2}} \left[ (\bar{z}_N - \bar{z}_k) e^{-\frac{(z_N - z_k)^2}{p_N^2 - p_k^2}} + \right. \\ &\left. + b(\bar{z}_N + \bar{z}_k) e^{-\frac{(\bar{z}_N + \bar{z}_k)^2}{p_N^2 - p_k^2}} \right], \end{aligned} \quad (47)$$

$$S_N = \operatorname{erf}(\bar{v}_N \sqrt{p_N^2 - p_{N-1}^2}) - b e^{\frac{8}{v^*} \bar{v}_N \bar{z}_N} \operatorname{erfc} \left[ \frac{2\bar{z}_N + \bar{v}_N(p_N^2 - p_{N-1}^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_{N-1}^2}} \right]. \quad (48)$$

Ограничимся случаем, когда удельная теплогенерация источников в осадках не изменяется во времени. Подобные свойства источников характерны для рассеянных в осадочных породах радиоактивных элементов, период полураспада которых практически всегда существенно превышает возраст молодых осадочных образований, заполняющих впадины внутренних и окраинных морей. Примем также, что концентрация радиоактивных источников тепла постоянна внутри слоя осадков, т.е.

$$A_0(\xi, \tau) = A_0.$$

Опуская промежуточные преобразования, запишем выражение для  $F_S(p_N)$ :

$$F_S(p_N) = \frac{2a_0 A_0}{v^*} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1-b) p_N \left[ e^{-(z_N/p_N)^2} - \sqrt{\pi} \frac{z_N}{p_N} \operatorname{erfc}(z_N/p_N) \right] + \sum_{k=1}^N \frac{1}{2\bar{v}_k} (J_k + bI_k) \right\}, \quad (49)$$

где

$$J_k = \operatorname{erf} \left[ \frac{A_{N,k} + \bar{v}_k(p_N^2 - p_{k-1}^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_{k-1}^2}} \right] - \operatorname{erf} \left[ \frac{A_{N,k} - \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_k^2}} \right] - e^{-4\bar{v}_k A_{N,k}} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{A_{N,k} - \bar{v}_k(p_N^2 - p_{k-1}^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_{k-1}^2}} \right] - \operatorname{erf} \left[ \frac{A_{N,k} - \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_k^2}} \right] \right\},$$

$$I_k = \operatorname{erf} \left[ \frac{B_{N,k} - \bar{v}_k(p_N^2 - p_{k-1}^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_{k-1}^2}} \right] - \operatorname{erf} \left[ \frac{B_{N,k} - \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_k^2}} \right] - e^{-4\bar{v}_k B_{N,k}} \left\{ \operatorname{erf} \left[ \frac{B_{N,k} + \bar{v}_k(p_N^2 - p_{k-1}^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_{k-1}^2}} \right] - \operatorname{erf} \left[ \frac{B_{N,k} + \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)}{\sqrt{p_N^2 - p_k^2}} \right] \right\},$$

$$A_{N,k} = \bar{z}_N - [\bar{z}_k + \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)],$$

$$B_{N,k} = \bar{z}_N + [\bar{z}_k + \bar{v}_k(p_N^2 - p_k^2)].$$

Найдем теперь выражение для функции  $F_D(t_N)$ , определяющей на поверхности накапливающихся осадков значение теплового потока, обусловленного глубинными источниками тепла. Рассмотрим здесь два случая:

1) источники тепла в основании не изменяются во времени, что соответствует условиям континентальной литосферы;

2) в основании осадочной толщи залегает океаническая литосфера, образовавшаяся в процессе рифтогенеза в момент времени  $T$ .

В первом случае  $q_1(0, \tau) = q_0$ . Отсюда

$$F'_D(t_N) = -2a_0 \frac{\lambda_0}{\lambda_1} q_0 \int_0^{t_N} \frac{\partial G_1(z, t_N; 0, \tau)}{\partial z} \Big|_{z=\varphi(t_N)} d\tau.$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial G_1(z, t; 0, \tau)}{\partial z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \frac{\partial G_0(z, t; 0, \tau)}{\partial z},$$

находим

$$F'_D(p_N) = q_0(1+b) \operatorname{erfc} \left( \frac{\bar{z}_N}{p_N} \right). \quad (50)$$

Во втором случае, как известно [10], величина теплового потока на поверхности остывающей литосферы является следующей функцией времени:

$$q_1(0, \tau) = \frac{C}{\sqrt{\tau + T}}, \quad (51)$$

где  $C$  – постоянная. Функция  $F_D^2(t_N)$  приобретает вид

$$F_D^2(t_N) = -2a_0 \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \int_0^{t_N} \bar{q}_1(0, \tau) \left. \frac{\partial G_1(z, t_N; 0, \tau)}{\partial z} \right|_{z=\varphi(\tau)} d\tau =$$

$$= \frac{(1+b)C_z}{2\sqrt{\pi a_0}} \int_0^{t_N} \frac{1}{\sqrt{(t_N - \tau)^3 (T + \tau)}} e^{-\frac{z^2}{4a_0(t_N - \tau)}} d\tau.$$

Подстановкой

$$\eta = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T + \tau}{a_0(T + t_N)(t_N - \tau)}}$$

этот интеграл приводится к виду

$$F_D^2(t_N) = \frac{C}{\sqrt{T + t_N}} (1+b) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{z}{2\sqrt{a_0 t_N}} \sqrt{\frac{T}{T + t_N}} e^{-\eta^2 - \frac{z^2}{4a_0(T + t_N)}} d\eta.$$

Окончательно получаем

$$F_D^2(t_N) = \bar{q}_1(0, T + t_N) (1+b) e^{-\frac{(z_N/p_N)^2}{T + t_N}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\bar{z}_N}{p_N} \sqrt{\frac{T}{T + t_N}}\right) \quad (52)$$

или

$$F_D^2(p_N) = \bar{q}_1(0, T) (1+b) \sqrt{\frac{T}{T + t_N}} e^{-\left(\frac{\bar{z}_N}{p_N}\right)^2 \frac{t_N}{T + t_N}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\bar{z}_N}{p_N} \sqrt{\frac{T}{T + t_N}}\right),$$

где  $q_1(0, T)$  – значение теплового потока на поверхности основания в момент начала осадконакопления.

Пусть осадочная толща в настоящий момент состоит из семи слоев, глубина и возраст которых указаны в таблице. В пределах каждого слоя скорость осадконакопления, также приводимая в таблице, постоянна. Нумерация слоев идет снизу. Глубина границ отсчитывается от поверхности осадочной толщи (от дна моря).

В качестве параметров осадков и основания примем следующие значения:

$$a_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}; \quad \lambda_0 = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{°C};$$

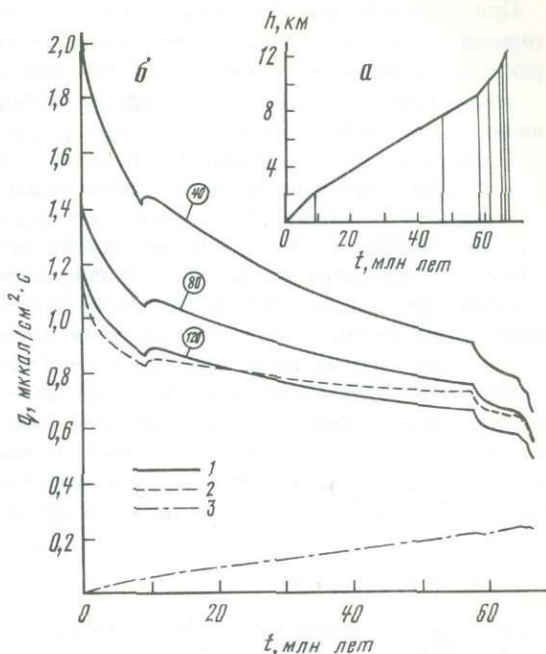
$$a_1 = 7,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}; \quad \lambda_1 = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{°C}.$$

$$A_0 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{с};$$

Исходные данные для расчета температурного режима осадконакопления

№ слоя	Глубина, км		Возраст, млн лет		Мощность слоя, км	Скорость осадконакопления, м/1000 лет
	подошвы слоя	кровли слоя	подошвы слоя	кровли слоя		
1	12,2	10	67	58	2,2	0,244
2	10	4,5	58	20	5,5	0,145
3	4,5	3,1	20	9	1,4	0,127
4	3,1	2	9	5,5	1,1	0,314
5	2	1,1	5,5	2	0,9	0,257
6	1,1	0,59	2	0,8	0,51	0,425
7	0,59	0	0,8	0	0,59	0,737

Графики изменения мощности осадков (а) и теплового потока (б) во времени 1 — в основании — остывающая океаническая литосфера; 2 — в основании — континентальная литосфера; 3 — тепловой поток, обусловленный радиоактивными источниками в накапливающихся осадках; цифры в кружках — возраст океанической литосферы к моменту начала осадконакопления (млн лет)



Подобные параметры, а также условия осадконакопления характерны для глубоководной части дна Черного моря [1, 5, 11, 13, 16].

Результаты численного решения интегральных уравнений приведены на рисунке б. На рисунке а изображена динамика роста осадков. Для случая стационарных источников в основании при расчетах принято  $q_0 = 1,1$   $\text{мккал/см}^2 \cdot \text{с}$ . Решения интегрального уравнения для случая, когда в основании залегает океаническая литосфера, выполнены для трех значений  $T$ , где, как указывалось выше,  $T$  — возраста литосферы в момент начала осадконакопления: 40, 80 и 120 млн лет.

Поведение кривых, изображенных на рисунке б, наглядно иллюстрирует сложный процесс перераспределения тепла при смене характера осадконакопления. Все моменты изменения скорости седиментации отмечаются изломами кривых, физический смысл которых заключается в следующем.

С уменьшением скорости седиментации уменьшаются в единицу времени затраты подходящего снизу тепла на прогрев новых, меньших, чем ранее, порций осаждающегося материала. Это и приводит к возрастанию теплового потока через поверхность дна. С течением времени растут суммарные затраты глубинного тепла на прогрев накапливающейся, хотя и с замедленной скоростью, значительной толщи осадков. Поэтому тепловой поток через дно, т.е. часть тепловой энергии, не затраченной на прогрев, начинает снова убывать. Этим объясняются относительные максимумы на кривых  $q_D(t)$ , отмечаемые после момента скачкообразного уменьшения скорости осадконакопления.

С увеличением скорости седиментации растут затраты тепла в единицу времени на прогрев больших порций холодного материала, что и приводит к резкому уменьшению теплового потока через поверхность осадков. С течением времени процесс "устанавливается" и характеристики спада  $q_D(t)$  становятся практически такими же, как на поверхности однородного слоя, мощность которого растет с постоянной повышенной скоростью.

Тепловой поток, вызванный теплогенерацией радиоактивных элементов в осадках, также зависит от динамики осадконакопления. При увеличении скорости седиментации, хотя количество новых источников тепла, включившихся в момент осаднения, возрастает в единицу времени, энергии переходного процесса их включения недостаточно, чтобы прогреть новые порции осадков. Прогрев происходит за счет энергии источников, расположенных ниже и включившихся ранее. Поскольку в единицу времени накапливается большая масса холодного материала, затраты на ее прогрев возрастают. Поэтому тепловой поток через дно начинает уменьшаться сразу после момента скачкообразного увеличения скорости осадконакопления. С течением времени суммарная энергия всех включившихся источников возрастает, а следовательно, растет и поток их тепловой энергии через дно моря. Этим и объясняются относительные минимумы, отмечаемые на приводимой кривой  $q_S(t)$ .

При уменьшении скорости, т.е. с уменьшением массы холодного материала, осаждающегося в единицу времени, снижаются затраты энергии включившихся ранее источников на его прогрев и, следовательно, возрастают значения  $q_S(t)$ .

Необходимо отметить, что степень влияния динамики осадконакопления на величины  $q_S(t)$  меньше, чем на величины  $q_D(t)$ .

Сравнение характера изменения величин  $q_D(t)$ , обусловленных действием глубинных стационарных источников тепла, с величинами  $q_D(t)$ , соответствующими океанической литосфере в основании, показывает, что последние в целом изменяются существенно быстрее. Объясняется это тем, что одновременно с процессом осадконакопления океаническая литосфера продолжает охлаждаться, ее нижняя граница, соответствующая температуре солидуса базальтов, непрерывно погружается, что эквивалентно непрерывному уменьшению обильности источников тепла в основании, в то время как обильность стационарных источников не изменяется. Поэтому тепловой поток через поверхность дна океана убывает во времени быстрее, чем тепловой поток на поверхности осадков, накапливающихся на континентальной литосфере. Очевидно, что в зависимости от типа литосферы будут существенно различаться палеотемпературные условия в накапливающихся осадках и в верхней части основания, что может сказаться на оценках перспектив нефтегазоносности молодых осадочных бассейнов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Батурин Г.Н., Коченов А.В., Шимкус К.М. Уран и редкие металлы в колонках донных осадков Черного и Средиземного морей // Геохимия. 1967. № 1. С. 41–51.
2. Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 163 с.
3. Гольмшток А.Я. О влиянии осадконакопления на глубинный тепловой поток // Океанология. 1979. Т. 19, вып. 6. С. 1133–1138.
4. Гольмшток А.Я. Тепловой поток, обусловленный теплогенерацией в накапливающихся осадках // Океанология. 1980. Т. 20, вып. 6. С. 1029–1033.
5. Гольмшток А.Я., Золотарев В.Г. Глубинный тепловой поток Черноморской впадины // Докл. АН СССР. 1980. Т. 254, № 4. С. 956–959.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 423 с.
7. Кутас Р.И., Гордиенко В.В. Тепловое поле Украины. Киев: Наук. думка, 1971. 271 с.
8. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 216 с.
9. Любимова Е.А., Нихитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 224 с.
10. Сорохтин О.Г. Тепловые потоки через срединно-океанические хребты // Геофизика океана. Геодинамика. М.: Наука, 1979. Т. 2. С. 173–178.
11. Старик И.Е., Николаев Д.С., Кузнецов Ю.В., Легин В.К. Радиоактивность осадков Черного моря // Докл. АН СССР. 1961. Т. 139, № 6. С. 1456–1461.
12. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. 724 с.
13. Туголесов Д.А., Горшков А.С., Мейснер Л.Б. и др. Геологическое строение Черноморской впадины // Докл. АН СССР. 1983. Т. 259, № 4. С. 1282–1287.
14. Череманский Г.А. Геотермия. Л.: Недра, 1972. 312 с.
15. Erickson A.J., von Herzen R.P. Downhole temperature measurements and heat flow data in the Black Sea // Init. Rep. DSDP. 1978. Vol. 42, pt 2. P. 42–51.
16. Ross D., Neprochnov Y. et al. Glomar Challenger drills in the Black Sea // Geotimes. 1975. Vol. 20, N 10. P. 137–148.

О.Б. Новик

### КОНЕЧНО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА ДЛЯ ЗАДАЧИ О ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЛИТОСФЕРЕ

Состояние литосферы, особенно в активных переходных зонах от океанов к континентам и в нижних ярусах на границе с астеносферой, характеризуется интенсивным взаимодействием нестационарных геофизических полей различной природы.

В данной работе рассматривается взаимодействие полей деформации и температуры. Без учета теплопереноса поле перемещений  $u(t, x) = (u_1(t, x), \dots, u_n(t, x))$ , где  $t$  — время,  $x = (x_1, \dots, x_n)$  — координаты, определяется системой уравнений динамической теории упругости, которую запишем в виде

$$Hu(t, x) = f(t, x). \quad (1)$$

Здесь  $H$  — оператор, описывающий поле деформаций без учета влияния одновременно протекающего в среде процесса теплопереноса;  $f$  — плотность распределения объемных сил. Уравнение теплопереноса запишем в виде

$$Pu(t, x) = \varphi(t, x), \quad (2)$$

здесь  $P$  — оператор, описывающий поле температуры  $v(t, x)$  под действием теплогенерации  $\varphi(t, x)$ , но без учета выделения тепла при деформациях. В неидеально упругих средах (например, в зонах субдукции) поля  $u(t, x)$  и  $v(t, x)$  взаимосвязаны в единый термомеханический процесс  $(u(t, x), v(t, x))$ , описываемый системой уравнений

$$Hu(t, x) + Av(t, x) = f(t, x), \quad (3)$$

$$Pu(t, x) + Bu(t, x) = \varphi(t, x). \quad (4)$$

Оператором  $A$  учитывается влияние теплопереноса на эволюцию поля перемещений, а оператором  $B$  — обратное влияние механического процесса на теплоперенос. Операторы  $A, B$  не обладают какими-либо специальными свойствами коэффициентов, в частности их коэффициенты могут обращаться в нуль в отдельных частях среды (например, на участках литосферы, где нет активного взаимодействия процессов различной физической природы). Выражение  $Av$  можно трактовать как дополнительные, создаваемые теплопереносом объемные силы, действующие в среде; выражение  $Bu$  — как дополнительные тепловые источники, возникающие за счет механических возмущений  $u(t, x)$ . Это обуславливает бесконечную скорость распространения возмущений полей, определяемых системой (3), (4), и сохранение особенностей этих полей с течением времени. Такое сочетание свойств не встречается у систем классических типов.

Система (1) описывает процесс консервативного характера (упругие деформации) и относится к гиперболическому типу, система (2) описывает диссипативный процесс теплопереноса и относится к параболическому типу. Система (3), (4) определяет процесс  $(u(t, x), v(t, x))$  взаимодействия геотермического поля  $v(t, x)$  с механическим полем смещений  $u(t, x)$  и не имеет какого-либо хорошо изученного типа. Здесь мы сталкиваемся с существенной чертой тех систем уравнений, которые должны использоваться для количественного изучения активных зон литосферы.

Именно сопряженность разнородных физических процессов, сопровождающих субдукцию и спрединг, приводит к тому, что возникающие системы уравнений содержат разнотипные операторы ( $H$  и  $P$  в (3), (4)), а вся система в целом не сводится ни к одному из классических типов.

Таким образом, характерное для современной геодинамики привлечение фундамен-

гальных физических представлений и соответствующих математических моделей наталкивается на разнотипность операторов, входящих в системы уравнений, выражающих основные количественные соотношения теории [1, 5, 8].

Действительно, даже если бы при  $u, v$  в (3), (4) в качестве коэффициентов стояли числа, эта система уравнений могла бы не иметь единственного решения, непрерывно зависящего от данных задачи. Тем более неочевидна ее корректная разрешимость при операторных коэффициентах  $H, P, A, B$  указанных типов. Это затрудняет построение и исследование свойств алгоритмов решения термомеханических задач геодинамики и снижает достоверность численных результатов.

Между тем неоднозначность исходных геолого-геофизических предположений о характере процессов в литосфере, необходимость их количественной проверки предъявляют жесткие требования к применяемым численным методам решения соответствующих сложных систем уравнений. Именно погрешность численных методов, несмотря на сложность систем, должна быть настолько мала, чтобы расхождение расчетных результатов с экспериментом нельзя было объяснить искажающим влиянием применяемых методов решения, и, следовательно, оставалась одна возможность — уточнить исходные геолого-геофизические предположения. Если же свойства алгоритмов неизвестны, то погрешность численного метода может полностью уничтожить преимущества математических моделей, отражающих разносторонний и взаимосвязанный характер тепловых и геомеханических процессов в литосфере.

Ниже приводятся утверждения о численных методах для системы (3), (4).

### Краевая задача

Рассмотрим систему уравнений

$$\ddot{u} - H_{ij} u_{x_i x_j} + A_i v_{x_i} + \int_0^t (H_{ij} u_{x_i x_j} + A_{ij} v_{x_i x_j}) dt' = f, \quad (5)$$

$$\dot{v} - P_{ij} v_{x_i x_j} + B_{ij} u_{x_i x_j} + B_{0i} \dot{u}_{x_i} + \int_0^t (P_{ij} v_{x_i x_j} + B_{ij} u_{x_i x_j}) dt' = \varphi. \quad (6)$$

Здесь  $x \in \Omega \in R^n$ ,  $\Omega$  — ограниченная область;  $t \in [0, T]$ ,  $T > 0$ ;  $u(t, x) \in R^m$ ,  $v(t, x) \in R^{m'}$ ;  $n, m, m' \geq 1$ ,  $\dot{u} = \partial u / \partial t$ . В первом уравнении для краткости под знаком интеграла и вне опущены слагаемые, содержащие  $u_{x_i}$ ,  $\dot{u}$ ,  $v$ ,  $u$ , а во втором уравнении — аналогичные слагаемые и  $v_{x_i}$ . По повторяющимся индексам, если не оговорено противное, проводится суммирование от 1 до  $n$ .

В таком виде можно записать, например, систему уравнений линейной связанной термовязкоупругости в случае гладкой зависимости механических характеристик от координат и времени [2].

Для указанной системы уравнений рассмотрим задачу

$$\begin{aligned} u(t, x)|_{t=0} &= u_0(x), & \dot{u}(t, x)|_{t=0} &= w_0(x), & v(t, x)|_{t=0} &= v_0(x), & x \in \Omega, \\ u(t, x)|_S &= 0, & v(t, x)|_S &= 0, & S &= \partial\Omega \times (0, T). \end{aligned} \quad (7)$$

В следующих разделах дается сеточная аппроксимация этой задачи и доказывается устойчивость.

Коэффициенты системы (5), (6) — матрицы соответствующих  $u(t, x)$ ,  $v(t, x)$  размеров, зависящие вне интегралов от  $(t, x)$ , и под интегралами от  $(t, t', x)$ .

Разностные схемы для системы (5), (6) в случае, когда (5) — система уравнений первого порядка, рассмотрены в [6], сеточная задача Коши для (5), (6) — в [4, 7].

### Сеточная аппроксимация

Обозначения:  $R_h^n$  —  $n$ -мерная кубическая решетка с шагом  $h$ ;  $\bar{\Omega}_h$  — объединение принадлежащих  $\bar{\Omega}$  замкнутых кубов из  $R^n$  с вершинами в  $R_h^n$ ;  $\Omega_h$  — совокупность узлов  $R_h^n$ , являющихся внутренними точками  $\bar{\Omega}_h$ ;  $\tilde{\Omega}_h = \bar{\Omega}_h \cap R_h^n$ ;  $\tau$  — шаг по времени;  $\delta = \tau/n$ ;  $T = T\tau$ ;  $N$  — натуральное число.

Аргументы сеточных функций и операторы сдвига обозначаются следующим образом:

$$\begin{aligned} w &= w(s) = w(s\tau, x), \quad w^\pm = w(s \pm 1) = w((s \pm 1)\tau, x), \\ x^{\pm i} &= (x^{(1)}, \dots, x^{(i-1)}, x^{(i)} \pm h, x^{(i+1)}, \dots, x^{(n)}), \quad w^{\pm i} = w(s\tau, x^{\pm i}), \\ w(s_l) &= w(s\tau + l\delta, x), \quad l = 1, 2, \dots, n, \\ \tilde{w}(s_i) &= \frac{1}{2} (w(s_i) + w(s_{i-1})), \\ W(s, s') &= W(s\tau, s'\tau, x). \end{aligned}$$

Для разностных отношений по пространственным переменным используем обозначения

$$\begin{aligned} w_{,i} &= \frac{1}{h} (w^{+i} - w), \quad w_{,\bar{i}} = \frac{1}{h} (w - w^{-i}), \quad w_{,\bar{i}\bar{i}} = w_{,\bar{i}i}, \\ w_{,x} &= \sqrt{w_{,i}w_{,\bar{i}}}, \quad w_{,\tilde{i}} = \frac{1}{2} (w_{,i} + w_{,\bar{i}}). \end{aligned}$$

Разностные отношения по времени записываются в виде

$$w_{,t} = \frac{1}{\tau} (w^+ - w), \quad w_{,\bar{t}} = w_{,t}^-, \quad w_{,t\bar{t}} = \frac{1}{\tau} (w_{,t} - w_{,\bar{t}}).$$

В отличие от операторов сдвига возведение в степень (всегда положительную) обозначается верхним индексом без знака.

Аппроксимируя (5) явным образом, а (6) — с помощью дробных шагов, получим систему сеточных уравнений

$$\begin{aligned} u_{,t\bar{t}}(s) - H_{ij}(s)u_{,\bar{i}\bar{j}}(s) + A_i(s)\tilde{v}_{,\bar{i}}((s-1)_i) + \tau \sum_{s'=0}^s H_{ij}(s, s')u_{,\bar{i}\bar{j}}(s') + \\ + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^i \tau \sum_{s'=0}^{s-1} A'_{ij}(s, s')\tilde{v}_{,\bar{i}\bar{j}}(s'_j) = f(s), \quad s = 1, \dots, N, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} (v(s_l) - v(s_l - 1)) - \sum_{k=1}^l P'_{lk}(s)\tilde{v}_{,\bar{l}\bar{k}}(s_k) + B_{0l}(s)u_{,t,\bar{l}}(s) + \\ + \sum_{k=1}^l B'_{lk}(s)u_{,\bar{l}\bar{k}}(s) + \tau \sum_{s'=0}^s \sum_{k=1}^l (P'_{lk}(s, s')\tilde{v}_{,\bar{l}\bar{k}}(s'_k) + \\ + B'(s, s')u_{,\bar{l}\bar{k}}(s')) = \frac{1}{n} \varphi(s), \quad s = 0, 1, \dots, N; \quad l = 1, \dots, n. \end{aligned} \quad (9)$$

В (9) нет суммирования по  $l$ ; во всех уравнениях не выписана зависимость входящих в них функций от узла  $x \in \Omega_h$ ;  $A'_{ij}(s, s') \equiv (2 - \delta_{ij})A_{ij}(s - s')$ ,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера, здесь нет суммирования по  $i, j$ , аналогичный смысл имеет штрих над остальными коэффициентами сеточной системы ( $\equiv$  означает равенство по определению).

Для системы уравнений (8), (9) рассмотрим следующие краевые и начальные условия:

$$u(s\tau, x) = 0, \quad v(s\tau + l\delta, x) = 0, \quad s = 0, 1, \dots, N, \quad l = 1, \dots, n; \quad x \in \tilde{\Omega}_h / \Omega_h, \quad (10)$$

$$u(s\tau, x) = u_0(x), \quad v(s\tau + l\delta, x) = v_0(x), \quad u_{,t}(0, x), \quad x \in \Omega_h, \quad (11)$$

$s \leq 0, \quad l = 1, 2, \dots, n$  при  $s < 0, \quad l = 0$  при  $s = 0$ .

Будем считать, что коэффициенты под знаками сумм  $\sum_{s'=0}^s$  в (8), (9) определены

при  $0 \leq s' \leq s \leq N, \quad x \in \tilde{\Omega}_h$ , а коэффициенты вне этих сумм — при  $0 \leq s \leq N, \quad x \in \tilde{\Omega}_h$ .

Будем предполагать выполненными следующие условия ограниченности коэффициентов системы (8), (9), стоящих вне сумм  $\sum_{s'=0}^s$ : нормы всех коэффициентов вне

сумм, а также нормы разностных отношений первого порядка по  $x_k$ , всех из них, кроме  $A_{ij}$ , и нормы матриц  $H_{ij,t}$  ограничены равномерно по всем узлам из области своего определения некоторым числом  $M, \quad i, j, k = 1, \dots, n$ . Относительно коэффициентов под знаками сумм предположим

$$\tau \sum_{s'=0}^s (|H_{ij}(s\tau, s'\tau, x)|^2 + |H_{ij,k}(s\tau, s'\tau, y)|^2) \leq M, \quad (12)$$

$$i, j, k = 1, \dots, n, \quad 0 \leq s \leq N, \quad x \in \tilde{\Omega}_h, \quad y \in \Omega_h$$

и аналогичные условия для  $A_{ij}, P_{ij}, B_{ij}$ .

Кроме того, предположим

$$\tau \sum_{s'=0}^p (|A_{ij,t}(p\tau, s'\tau, x)|^2 + |H_{ij,t}(p\tau, s'\tau, x)|^2) \leq M, \quad (13)$$

$$|A_{ij}(s\tau, s'\tau, x)| + |H(s\tau, s'\tau, x)| \leq M,$$

$$0 \leq p \leq N - 1, \quad x \in \tilde{\Omega}_h, \quad i, j = 1, \dots, n, \quad 0 \leq s \leq N. \quad (14)$$

Здесь и далее под  $A_{ij,t}, H_{ij,t}$  подразумевается разностное отношение "вверх" по первому временному аргументу:

$$A_{ij,t}(p\tau, s'\tau, x) = \frac{1}{\tau} (A_{ij}((p+1)\tau, s'\tau, x) - A_{ij}(p\tau, s'\tau, x)).$$

Будем предполагать симметричность коэффициентов  $H_{ij}, P_{ij}$  и положительную определенность соответствующих квадратичных форм

$$H_{ij}(s\tau, x) = H_{ij}^*(s\tau, x) = H_{ij}(s\tau, x), \quad P_{ij}(s\tau, x) = P_{ij}(s\tau, x), \quad (15)$$

$$H_{ij}(s\tau, x)w_iw_j \geq \mu w_iw_j, \quad P_{ij}(s\tau, x)z_iz_j \geq \mu z_iz_j$$

при некотором  $\mu > 0$  для любых  $2n$  векторов

$$w_i \in R^m, \quad z_i \in R^{m'}, \quad i = 1, \dots, n, \quad 0 \leq s \leq N, \quad x \in \tilde{\Omega}_h.$$

Скалярное произведение векторов  $z \in R^k, w \in R^k, k \geq 1$  записываем без скобок:

$$zw = \sum_{\alpha=1}^k z^{(\alpha)} w^{(\alpha)}.$$

Введем обозначения для сеточных норм:

$$S_p^q(w) = \sum_{s=p}^{s=q} \tau \sum_x w(s\tau, x) h^n, \quad \sum_x = \sum_{x \in R_h^n}, \quad (16)$$

$$\|w(k)\|_h^2 = h^n \sum_x |w(k\tau, x)|^2, \quad \|w\|_{\Delta, r}^2 = S_0^r(|w|^2),$$

$$\|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta, r}^2 = S_0^r(\tilde{v}_{,j}(s_j)\tilde{v}_{,j}(s_j)).$$

### Устойчивость сеточной аппроксимации

**Теорема.** Пусть выполнены условия (12)–(15). Тогда существуют определяемые данными  $M, n, \mu, T$  числа  $\tau_0, \kappa_0, C_0$ , такие, что при  $0 < \tau \leq \tau_0, 0 < \frac{\tau}{h} \leq \kappa_0$  решение задачи (8)–(11) существует единственно и удовлетворяет неравенству

$$\begin{aligned} & \|u_{,t}(r)\|_h^2 + \|u_{,x}(r)\|_h^2 + \|u(r)\|_h^2 + \|v(r)\|_h^2 + \|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,r}^2 \leq \\ & \leq C_0(\|u_0\|_h^2 + \|u_{0,x}\|_h^2 + \|w_0\|^2 + \|v_0\|_h^2 + \|\varphi\|_{\Delta,r}^2 + \|f\|_{\Delta,r}^2), \end{aligned} \quad (17)$$

$$1 \leq r \leq N.$$

**Доказательство.** Предположим, что решение  $u(s), v(s_r)$  задачи (8)–(11) существует. Продолжим коэффициенты и решение нулем при  $x \in R_h^n / \tilde{\Omega}_h, 0 \leq s' \leq s \leq N$ . Умножим скалярно в  $R^m$  обе части уравнения (8), написанного для узла  $(s\tau, x)$ , на функцию  $\bar{u}_{,t}, \bar{u} \equiv u + u^-$ . Ввиду продолжения сеточных функций полученное равенство справедливо во всех узлах  $(s\tau, x), 1 \leq s \leq N, x \in R_h^n$ . Оценим входящие в него слагаемые. Ввиду (11) для  $y_0(s) \equiv u_{,t\bar{t}}(s)\bar{u}_{,t}(s)$  получим

$$S_1^r(y_0) = \|u_{,t}(r)\|_h^2 - \|w_0\|_h^2.$$

Используя соотношение  $w^+ = w + \tau w_{,t}$  при  $w = u_{,t}$ , запишем выражение  $H_{ij}u_{,j\bar{t}}u_{,t\bar{t}}$  в виде суммы, указанной в фигурных скобках (18). Тогда получим

$$\begin{aligned} y_1(s) & \equiv -H_{ij}u_{,ij\bar{t}}u_{,t} = -(H_{ij}u_{,j\bar{t}}u_{,t\bar{t}})_{,i} + \frac{1}{2}H_{ij}u_{,j\bar{t}}u_{,t\bar{t}} + \\ & + H_{ij,i}u_{,j\bar{t}}^+u_{,t} + \frac{1}{2}\left\{(H_{ij}u_{,j\bar{t}}u_{,i\bar{t}})_{,t} - H_{ij}u_{,tj\bar{t}}u_{,i\bar{t}} - \tau H_{ij}u_{,tj\bar{t}}u_{,t\bar{t}} - \right. \\ & \left. - H_{ij,t}\left(u_{,j} + \frac{\tau}{h}(u_{,t} - u_{,t\bar{t}}^j)\right)(u_{,i\bar{t}} + \frac{\tau}{h}(u_{,t} - u_{,t\bar{t}}^i))\right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

В силу симметрии (15) матриц  $H_{ij}$  второе слагаемое правой части в сумме со вторым слагаемым в фигурных скобках дает нуль.

Выражение  $y_1'(s) \equiv H_{ij}u_{,ij\bar{t}}u_{,t}$  записывается в аналогичном виде с заменой  $u_{,t}$  на  $u_{,t\bar{t}}$ ,  $u_{,j\bar{t}}^+$  на  $u_{,j\bar{t}}$ . При этом перед третьим слагаемым в фигурных скобках (18)

$$\tau H_{ij}u_{,tj\bar{t}}u_{,t\bar{t}} = \tau H_{ij\bar{t}}u_{,t\bar{t}} + \frac{\tau^2}{h^2}H_{ij\bar{t}}(u_{,t\bar{t}}^j)(u_{,t\bar{t}} - u_{,t\bar{t}}^j)$$

будет стоять знак "+", так как в этом случае используется формула  $w^- = w - \tau w_{,t}$  при  $w = u_{,t\bar{t}}$ . Поэтому

$$\begin{aligned} S_1^r\left(-\frac{\tau}{2}H_{ij}u_{,tj\bar{t}}u_{,t\bar{t}} + \frac{\tau}{2}H_{ij}u_{,tj\bar{t}}u_{,t\bar{t}}\right) & \geq -\frac{\tau^2}{2}\sum_x H_{ij}(r)u_{,tj\bar{t}}(r)u_{,t\bar{t}}(r) - \\ & - CU_r, \quad C \equiv C\left(M, n, \mu, T, \frac{\tau}{h}\right) = \text{const} > 0, \end{aligned}$$

$$U_r \equiv \|u_x\|_{\Delta,r}^2 + \|u_{,t}\|_{\Delta,r}^2 + \|u\|_{\Delta,r}^2 + \|u_{0x}\|_h^2 + \|w_0\|_h^2 + \|u_0\|_h^2.$$

Сумма  $\sum_x$  не зависит от сдвига пространственного аргумента стоящей под ее знаком сеточной функции, в частности

$$\sum_x (\dots)_{,x} = 0.$$

Через  $(\dots)_x$  обозначается сумма разностных отношений по пространственным переменным от финитных по  $x$  сеточных функций.

Кроме того, всюду учитываем, что оценка

$$|H_{ij,i} u_{,t}^{+i} u_{,t}| \leq C(|u_{,j}^{+i}|^2 + |u_{,t}|^2), \quad 1 \leq s \leq N$$

справедлива не только при  $x \in \Omega_h$ , где  $|H_{ij,i}| \leq M$  по условию (12), но и при любых  $x \in R_h^n$  в силу (10) и продолжения сеточных функций. В силу положительной определенности (15) формы  $H_{ij} w_i w_j$  получим из (18)

$$S_1^r(y_1 + y_1') \geq \frac{\mu}{2} (\|u_x(r)\|_h^2 + \|u_x(r+1)\|_h^2) - \\ - \frac{2\tau^2 M n^2}{h^2} \|u_{,t}(r)\|_h^2 - C(U_r + F_r), \quad 1 \leq r \leq N,$$

$$F_r \equiv \|f\|_{\Delta,r}^2 + \|\varphi\|_{\Delta,r}^2 + \|u_{0x}\|_h^2 + \|w_0\|_h^2 + \|u_0\|_h^2 + \|v_0\|_h^2.$$

Скалярное произведение с вектором  $\bar{u}_{,t}$  последнего слагаемого левой части (8)

обозначим  $y_s(s)$ . Сумму  $\tau \sum_{s'=0}^s$ , входящую в это выражение, запишем в виде (по  $i, j$  нет суммирования)

$$\tau \sum_{s'=0}^s (A'_{ij}(s, s') \tilde{v}_{,j}^{-i}(s'_j) \bar{u}_{,t}(s))_{,i} - \tau \sum_{s'=0}^s A'_{ij,i}(s, s') \tilde{v}_{,j}(s'_j) \bar{u}_{,t}(s) - \\ - (\tau \sum_{s'=0}^{s-1} A'_{ij}{}^{+i}(s-1, s') \tilde{v}_{,j}(s'_j) \bar{u}_{,t}(s))_{,t} + A'_{ij}{}^{+i}(s, s') \tilde{v}_{,j}(s_j) u_{,i}(s) + \\ + \tau \sum_{s'=0}^{s-1} A'_{ij,t}{}^{+i}(s-1, s') \tilde{v}_{,j}(s'_j) \bar{u}_{,i}(s). \quad (19)$$

Отсюда, используя неравенство

$$ab < \epsilon |a|^2 + \frac{1}{4\epsilon} |b|^2, \quad a, b \in R^k, \quad \epsilon > 0, \quad k \geq 1, \quad (20)$$

при  $\epsilon = 1$ , а также неравенство Коши для сумм по  $s'$ , получим

$$y_s(s) \geq (\dots)_x - \sum_{i,j=1}^n \left\{ \tau \sum_{s'=0}^s |A_{ij,i}(s, s')|^2 + \tau \sum_{s'=0}^{s-1} |A_{ij,t}(s-1, s')|^2 + \right. \\ \left. + |A'_{ij}{}^{+i}(s, s)| \cdot \left[ \tau \sum_{s'=0}^s (|\tilde{v}_{,j}(s'_j)|^2 + |u_{,t}(s)|^2 + |u_{,i}(s)|^2 + |\tilde{v}_{,j}(s_j)|^2) \right] \right\} - \\ - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^i (\dots)_{,t}. \quad (21)$$

Здесь через  $(\dots)_{,t}$  обозначено третье слагаемое в (19). Для соответствующего слагаемого в (21) сумма  $S_1^r$  записывается с учетом начальных условий и соотношения

$u_{,i}(s)|_{s=1} = u_{0,i} + \frac{\tau}{h} (w_0^{+i} - w_0)$  в следующем виде:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left\{ h^n \sum_x \left( \tau \sum_{s'=0}^r A'_{ij}{}^{+i}(r, s') \tilde{v}_{,j}(s'_j) \right) (u_{,i}(r) + u_{,i}(r+1)) - \right. \\ \left. - h^n \sum_x \frac{\tau}{h} A'_{ij}{}^{+i}(0, 0) (\tilde{v}(0 + j\delta, x^{+j}) - \tilde{v}(0 + j\delta, x)) (2u_{0,i} + \frac{\tau}{h} (w_0^{+i} - w_0)) \right\}.$$

Абсолютную величину этого выражения оценим сверху с помощью неравенства (20) с произвольным пока  $\epsilon > 0$  перед  $(u_{,i}(r) + u_{,i}(r+1))$ . Тогда из (21) в силу условий (13), (14) получим

$$S_1^r(y_s) \geq -C \left( 1 + \frac{1}{\epsilon} \right) (\|\tilde{v}_x\|_{\Delta,r}^2 + U_r + F_r) - \epsilon (\|u_x(r+1)\|^2 + \|u_x(r)\|^2) - \epsilon V, \quad V = \sum_{j=1}^n h^n \sum_x |v(0+j\delta, x)|^2.$$

Суммы  $S_1^r$  от скалярных произведений с  $\bar{u}_{,r}$  остальных слагаемых левой части (8) оцениваются снизу аналогично уже рассмотренным суммам через слагаемые левой части этого неравенства без  $\epsilon V$ . Из (8) ввиду оценок  $S_1^r(y_k)$  следует:

$$\left( 1 - 2n^2 M \frac{\tau^2}{h^2} \right) \|u_{,r}(r)\|_h^2 + \left( \frac{\mu}{2} - \epsilon \right) (\|u_x(r+1)\|_h^2 + \|u_x(r)\|_h^2) + \|u(r)\|_h^2 \leq C \left( 1 + \frac{1}{\epsilon} \right) (\|\tilde{v}_x\|_{\Delta,r}^2 + U_r + F_r) + \epsilon V, \quad 1 \leq r \leq N, \quad \epsilon > 0. \quad (22)$$

Обе части уравнения (9) умножим скалярно в  $R^{m'}$  на  $\tilde{v}(s_l)$  и, "перекидывая" разностное отношение по  $x_l$  на  $\tilde{v}(s_l)$ , запишем каждое слагаемое как сумму выражений вида  $(\dots)_x$  и произведений, содержащих разностные отношения (не выше первого порядка по  $x_k$ ) от коэффициентов и функций  $u, v$ . Порядок применения оператора разностного отношения по  $x_l$  и сдвиги аргументов под знаком  $(\dots)_x$  выберем так, чтобы в указанные произведения вне  $(\dots)_x$  функция  $\tilde{v}(s_l)$  входила без сдвига пространственного аргумента  $x$ .

Используя неравенство (20) с  $\epsilon$  перед  $\tilde{v}_{,l}(s_l)$  и ограниченность коэффициентов и их разностных отношений (13), (14), получим (по  $l$  нет суммирования, по  $p$  суммирование от 1 до  $n$ )

$$\frac{1}{\tau} (v^2(s_l) - v^2(s_{l-1})) + \sum_{k=1}^l P_{lk}^i(s) \tilde{v}_{,k}(s_k) \tilde{v}_{,l}(s_l) \leq (\dots)_x + C \left\{ \epsilon \tilde{v}_{,p}(s_p) \tilde{v}_{,p}(s_p) + \left( 1 + \frac{1}{\epsilon} \right) [v(s_p)v(s_p) + v^2(s) + u_{,p}(s)u_{,p}(s) + u_{,l}^2(s) + \tau \sum_{s'=0}^s (\tilde{v}_{,p}(s'_p) \tilde{v}_{,p}(s'_p) + u_{,p}(s')u_{,p}(s'))] + \varphi^2(s) \right\}, \quad (23)$$

$$l = 1, \dots, n; \quad \epsilon > 0.$$

Отметим, что в правой части использовано неравенство  $|\tilde{v}(s_l)|^2 \leq C(v(s_p)v(s_p) + |v(s)|^2)$  и не выписаны сдвиги (относительно произвольно фиксированного  $x \in \Omega_h$ ) пространственных аргументов функций  $\tilde{v}_{,p}^2(s_p)$ ,  $u_{,l}^2(s)$ ,  $u_{,p}^2(s)$ , так как результат суммирования по  $x \in R_h^n$  этих функций не зависит от сдвигов. Поэтому сдвиги учитываются добавлением зависящего лишь от  $n$  слагаемого в  $C$ .

Просуммируем обе части (23) по  $l$  от 1 до  $n$ , а затем по  $x \in R_h^n$  и по  $s$  от 0 до  $r$ ,  $1 \leq r \leq N$ . Тогда, используя условие (15), получим

$$\|v(r+1)\|_h^2 + (\mu - \epsilon C) \|\tilde{v}_x\|_{\Delta,r}^2 \leq C \left( 1 + \frac{1}{\epsilon} \right) [S_0^r(v(s_p)v(s_p)) + \|v\|_{\Delta,r}^2 + \tau \sum_{s=0}^r \|\tilde{v}_x\|_{\Delta,s}^2 + U_r + F_r]. \quad (24)$$

Для того чтобы исключить  $V$  в (22) и  $S_0^r$  в (24), положим в (23)  $\epsilon = 1$  и просуммируем обе части по  $l$  от 1 до  $p$ , где  $1 \leq p \leq n$ , а затем по  $p$  от 1 до  $n$ . Так как в полученное неравенство  $v$  входит без сдвига пространственного аргумента, то

$$(1 - C\tau)v(s_p)v(s_p) \leq (\dots)_x + C(1 + \tau)v^2(s) + \tau C[\tilde{v}_{,p}(s_p)\tilde{v}_{,p}(s_p) + u_{,p}(s)u_{,p}(s) + u_{,1}^2(s) + \tau \sum_{s'=0}^s (\tilde{v}_{,p}(s'_p)\tilde{v}_{,p}(s'_p) + u_{,p}(s'_p)u_{,p}(s'_p))] + \varphi^2(s),$$

$$s = 0, 1, \dots, N. \quad (25)$$

При любых фиксированных  $\mu, n, M, T$  выберем  $\kappa_0 > 0, \tau_1 > 0$  так, чтобы выполнялись неравенства

$$1 - 2n^2 M \kappa_0^2 \geq \frac{1}{2}, \quad \tau_1 C(M, n, \mu, T, \kappa_0) \leq \frac{1}{2}. \quad (26)$$

Из (25) при  $0 < \tau < \tau_1, 0 < \frac{\tau}{h} \leq \kappa_0$  найдем

$$S_0^r(v(s_p)v(s_p)) \leq \tau_1 C_1 \|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,r}^2 + C_1(1 + \tau_1)(U_r + F_r + \|v\|_{\Delta,r}^2),$$

$$C_1 \equiv C(M, n, \mu, T, \kappa_0).$$

Суммируя по  $x \in R_h^n$  (25) при  $s = 0$ , получим

$$V \leq (1 + \tau_1)C_1(\|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,0}^2 + F_0).$$

С помощью последних двух оценок  $S_0^r$  и  $V$  исключим из (22), (27) значения функции  $v$  с нецелым относительно  $\tau$  временным аргументом. Затем умножим (24) почленно на  $\nu > 0$  ( $\nu$  выберем ниже) и сложим с неравенством (22). Учитывая (26), найдем

$$\|u_{,r}(r)\|_h^2 + \left(\frac{\mu}{2} - \epsilon\right)(\|u_{,x}(r+1)\|_h^2 + \|u_{,x}(r)\|_h^2) + \|u(r)\|_h^2 + \nu \|v(r+1)\|_h^2 +$$

$$+ \left\{ \nu \left[ \mu - \epsilon C_1 - \left(1 + \frac{1}{\epsilon}\right) C_1 \tau_1 \right] - C_1 \left( \epsilon + \epsilon \tau_1 + \frac{1}{\epsilon} \right) \right\} \|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,r}^2 \leq$$

$$\leq (1 + \nu) \left( \epsilon + \frac{1}{\epsilon} \right) \cdot C_1(1 + \tau_1) \left( \|v\|_{\Delta,r}^2 + \tau \sum_{s=0}^r \|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,s}^2 + U_r + F_r \right),$$

$$0 < \tau \leq \tau_1, \quad 0 < \frac{\tau}{h} \leq \kappa_0. \quad (27)$$

Выберем  $\epsilon = \epsilon_0 > 0$  столь малым, чтобы выполнялись неравенства

$$\frac{\mu}{4} - \epsilon_0 C(M, n, \mu, T, \kappa_0) \geq 0, \quad \frac{\mu}{4} - 2\epsilon_0 \geq 0. \quad (28)$$

Теперь выберем  $\tau_0 \leq \tau_1$  столь малым, чтобы наряду с (27) выполнялось неравенство

$$\frac{\mu}{4} - \tau_0 C(M, n, \mu, T, \kappa_0) \left( 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \right) \geq 0. \quad (29)$$

Наконец, выберем  $\nu_0 > 0$  столь большим, чтобы

$$\frac{\mu \nu_0}{4} - C(M, n, \mu, T, \kappa_0) \left( \epsilon_0 + \frac{1}{\epsilon_0} + \epsilon_0 \tau_0 \right) \geq 0. \quad (30)$$

Выбрав в соответствии с (26), (28)–(30) числа  $\epsilon_0, \nu_0, \kappa_0$ , исключим из (27) с помощью дискретного аналога леммы Гронуолла [3]  $\|v\|_{\Delta,r}, U_r, \tau \sum_{s=0}^r \|\tilde{v}_{,x}\|_{\Delta,s}^2$ . Тогда получим (17).

Итак, доказана корректная разрешимость сеточной аппроксимации термомеханической задачи (5)–(7), в частности непрерывная в нормах (17) зависимость сеточного решения от теплового поля и механического состояния изучаемой среды в начальный момент, а также от распределения источников тепла и механических нагрузок. При этом не используются какие-либо специальные предположения о зависимости механических и теплофизических характеристик от  $t$  и  $x$ . В частности, не предполагается знакоопределенность коэффициентов под знаками интегралов по  $t'$ , описывающих зависимость состояния среды в данный момент от эволюции в геологическом времени действовавших в ней теплового и механического полей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Геология океанов и морей: Материалы 7-й Всесоюз. шк. по морской геологии. М.: ИО АН СССР, 1986. Т. 2. 252 с.
2. Карнаухов В.Г. Связанные задачи термовязкоупругости. Киев: Наук. думка, 1982. 138 с.
3. Ладыженская О.А. Смешанная задача для гиперболического уравнения. М.: Гостехиздат, 1953. 279 с.
4. Михайловская И.Б., Новик О.Б. Задача Коши в классе растущих функций для негиперболической системы уравнений. Деп. в ВИНТИ. 11.06.79, ч. 1. № 2104-79, ч. II, № 2105-79.
5. Механика деформируемого твердого тела. М.: ВИНТИ, 1984. Т. 17. 184 с.
6. Новик О.Б. Задача Коши для системы уравнений в частных производных, содержащей гиперболический и параболический операторы//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1969. Т. 9, № 1. С. 24–30.
7. Новик О.Б. Математическое описание взаимодействия полей деформации и температуры. Деп. в ВИНТИ. 15.12.83, № 6788-83.
8. Теоретические и экспериментальные исследования по геотермике морей и океанов. М.: Наука, 1984. 128 с.

## АППАРАТУРНЫЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ В ОБЛАСТИ МОРСКОЙ ГЕОТЕРМИИ

УДК 681.518.3 : 550.361

*В.Г. Матвеев, А.А. Рот*

### НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ АППАРАТУРЫ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ МОРСКИХ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ШЕЛЬФЕ

Расширение геотермических исследований, увеличение объема измерительной информации, ее обработка ставят задачу создания отечественной аппаратуры, отвечающей современным требованиям и способной конкурировать с зарубежной.

Использование микроЭВМ, соответствующей электронной базы и новых методов измерения позволяет автоматизировать процесс сбора, обработки, хранения и выдачи измерительной геотермической информации.

В течение нескольких лет на кафедре информационно-измерительной техники Куйбышевского политехнического института по заданию, составленному совместно с лабораторией магнитометрии и теплового потока ТОИ ДВНЦ АН СССР, разрабатывался ряд информационно-измерительных систем и приборов [1, 3, 5].

Исходя из известной методики определения теплового потока по измеренным значениям геотермического градиента и коэффициента теплопроводности донных осадков, сформулированы следующие требования к измерительной аппаратуре для морских геотермических исследований на шельфе: 1) одновременное измерение всех параметров; 2) измерение термоградиента, коэффициента теплопроводности и определение теплового потока на нескольких измерительных базах в целях учета влияния годовых колебаний температуры; 3) измерение *in situ* эффективной теплопроводности донных осадков по всей длине измерительной базы; 4) полная автоматизация процесса измерения и обработки измерительной информации в темпе эксперимента и выдача ее в виде, удобном для длительного хранения и последующей работы с ней; 5) метрологическое обеспечение средств измерения; 6) метрологическая надежность и достоверность полученных результатов; 7) малое время измерения, позволяющее уменьшить вероятность повреждения зонда при дрейфе судна; 8) простота и надежность аппаратуры погружаемого зонда; 9) возможность детального исследования колонки поднятого на борт судна грунта; 10) использование стандартного геофизического трехжильного кабель-троса для питания аппаратуры зонда, управления процессом измерения и съема измерительной информации.

Анализ отечественной и зарубежной аппаратуры [2, 4, 6] показал, что ни одна из них не удовлетворяет полностью приведенным выше требованиям. В этой связи представляется актуальной разработка комплекса средств для автоматизации геотермических исследований на шельфе.

Известно, что определение составляющих теплового потока донных осадков сводится в конечном счете к измерению температуры и ее производных. Поэтому весьма существенным является выбор первичных измерительных преобразователей температуры.

Для измерения термоградиента возможно использование в качестве первичных преобразователей терморпар, термисторов, кварцевых термометров, платиновых, никелевых, медных термопреобразователей сопротивления [1, 2, 4, 6]. Использование тех или иных первичных преобразователей позволяет применять различные схемотехни-

ческие решения для дальнейшего преобразования сигнала, отличающиеся сложностью реализации, возможностью применения методов повышения точности результатов измерения и получения требуемых метрологических характеристик. Анализ приведенных выше первичных преобразователей показал, что наиболее целесообразным является применение малогабаритных термопреобразователей сопротивления из медного микропровода в стеклянной или эмалевой изоляции, имеющих следующие преимущества: линейность функции преобразования; сравнительно небольшие габариты и, следовательно, малая инерционность; возможность применения алгоритмических методов повышения точности путем использования тестов по сопротивлению; метрологическое обеспечение; простота конструкции и низкая стоимость.

Исходя из изложенного, в качестве первичных измерительных преобразователей температуры приняты медные терморезисторы с номинальным сопротивлением  $R_{T0} = 1000$  Ом. Конструктивно преобразователи температуры и термоградиента представляют собой трубчатый каркас с намотанным на него бифилярно медным микропроводом диаметром 20 мкм. Размеры преобразователя: наружный диаметр 2,5 мм, длина 25 мм.

Измерение коэффициента теплопроводности производится методом цилиндрического зонда, нагреваемого источником постоянной мощности. Конструктивно датчик теплопроводности — это нагреватель из константановой проволоки диаметром 0,35 мм, на который бифилярно намотан измерительный преобразователь из медного микропровода диаметром 30 мкм на длину 500 мм. Сопротивление измерительного преобразователя  $R_{\lambda 0} = 1500$  Ом.

Опытный образец информационно-измерительной системы для автоматизации геотермических исследований на шельфе был применен для измерения теплового потока в Охотском море в 7-м рейсе НИС "Академик Александр Несмеянов". Он состоит (рис. 1) из несущей штанги 1, измерительных зондов термоградиента 2 и коэффициента теплопроводности 3, контейнера 4 с электронной аппаратурой и набором грузов 5, узла крепления кабель-троса 6.

Контейнер 4 выполнен в виде трубы внешним диаметром 82 мм и длиной 500 мм. К нижней заглушке 7 крепится несущая штанга 1 диаметром 200 мм и длиной 3000 мм. В отверстия сквозь заглушку 7 через уплотнители вводятся зондовые трубки 2 и 3 из нержавеющей стали или титана.

В зонде 2 наружным диаметром 6 мм и толщиной стенки 1 мм размещены пять первичных измерительных преобразователей термоградиента, в зонде 3 наружным диаметром 4 мм и толщиной стенок 0,5 мм — четыре датчика теплопроводности. Измерительные зонды крепятся к несущей штанге с помощью кронштейнов 8 таким образом, чтобы расстояние от нее до измерительных зондов было не менее 40 мм. Для натяжения измерительных зондов используется узел с талрепной муфтой 9.

Конструктивно система состоит из погружаемой (зондовой) и бортовой частей, соединенных между собой трехжильным бронированным кабель-тросом.

В состав зондовой части входят датчики термоградиента  $R_{T1}-R_{T5}$ , датчики теплопроводности  $R_{\lambda 1}-R_{\lambda 4}$ , нагреватель  $R_n$ , герконовый коммутатор 10, измерительный преобразователь сопротивления датчиков в частотный сигнал 11, образцовый резистор  $R_0$ , блок стабилизированного напряжения 12, блок селекции команд управления 13, счетчик 14, блок согласования 15, блок управления нагревателем 16.

Бортовая часть системы включает стабилизированный блок питания 17, блок согласования с кабелем 18, преобразователь частоты в код 19, интерфейсную карту 20, блок формирования команд 21, микроЭВМ "Электроника-60" 22, цифropечатающее устройство 23.

Система позволяет получать температурный разрез воды от поверхности до дна, измерять температуру придонного слоя воды, температуру и градиент температуры в донных осадках на четырех измерительных базах по 0,5 м, четыре значения эффективного коэффициента теплопроводности *in situ* на этих же измерительных базах.

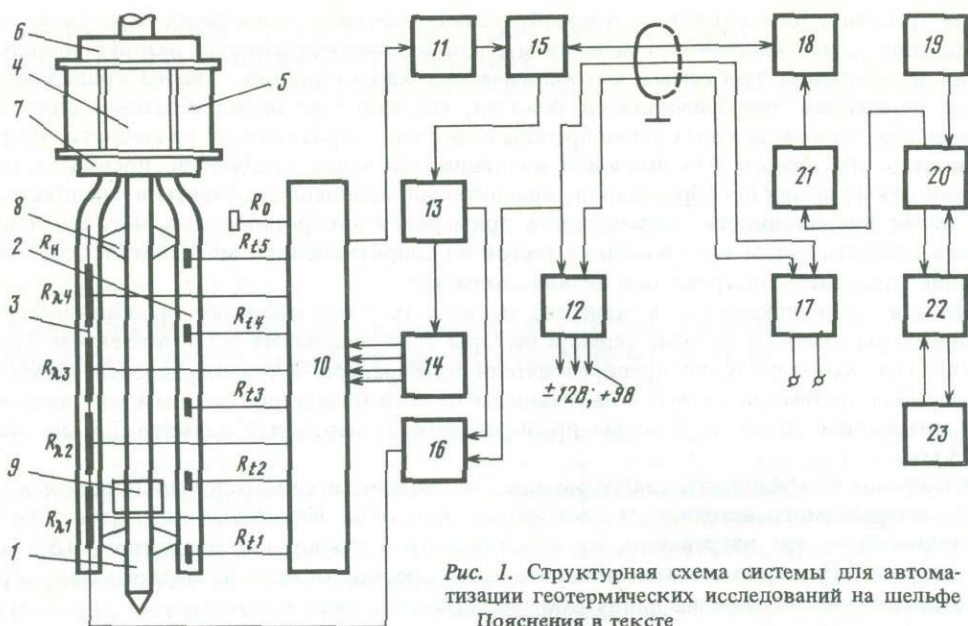


Рис. 1. Структурная схема системы для автоматизации геотермических исследований на шельфе  
Пояснения в тексте

Управление процессом измерения и обработки полученных результатов с выдачей их на цифropечатающем устройстве производится с помощью бортовой микроЭВМ, согласно введенной в нее программе.

Контейнер с зондовой частью системы опускается с борта судна на кабель-тросе до вхождения в грунт измерительных зондов. В процессе спуска происходит автоматическое измерение температуры нижнего датчика  $R_{\lambda 1}$  и разности температур между датчиками  $R_{\lambda 1}$  и  $R_{\lambda 2}$ . При этом снимается температурный разрез слоя воды станции, момент же вхождения зондов в грунт фиксируется по резкому возрастанию значения градиента температуры и по динамометру лебедки.

После вхождения в грунт через заданный интервал времени, необходимый для достижения теплового равновесия между зондом и осадками, запускается программа измерения термоградиента и коэффициента теплопроводности.

Процесс измерения заключается в следующем. Герконовый коммутатор 10 поочередно подключает термопреобразователи сопротивления  $R_{\lambda 1}-R_{\lambda 5}$  к выходу измерительного преобразователя 11. Через блок согласования 15 частотный сигнал с его выхода передается на борт судна, где преобразователем "частота-код" 19 преобразуется в двоичный код, вводимый в микроЭВМ, которая управляет процессом измерения, выдавая команды управления, согласно программе. Обмен с микроЭВМ командами и информацией производится через стандартную интерфейсную карту 20. Сигнал управления преобразуется блоком формирования команд 21 в импульсные сигналы, которые через блок согласования 18 по кабелю передаются в погружную часть системы.

Блок селекции команд управления 13 преобразует поступающие сигналы в импульсы управления счетчиком 14, выходной код которого управляет коммутатором.

В целях устранения дрейфа коэффициента преобразования измерительного преобразователя в каждом цикле измерения проводится автоматическая калибровка этого преобразователя путем периодического подключения коммутатором к его входу образцового резистора  $R_0$ . Команды управления и информационный сигнал передаются по одной жиле кабель-троса, по двум другим жилам подается питание погружной части с борта судна.

## Измерение температуры и термоградиента

Функциональная система измерительного преобразователя в режиме измерения температуры и термоградиента приведена на рис. 2. Измерительный преобразователь представляет собой преобразователь сопротивления в период прямоугольного импульсного сигнала и выполнен на основе мультивибратора. Достоинствами его являются высокое быстродействие, малый уровень случайных высокочастотных погрешностей, удобный для последующего преобразования в код вид выходного сигнала и малые искажения, которым этот сигнал подвергается в линии связи. Кроме того, изменение направления интегрирования сигнала устраняет аддитивную погрешность преобразования, обусловленную смещением нуля операционного усилителя, используемого в качестве сравнивающего устройства. Эмиттерный повторитель (ЭП) усиливает сигнал для передачи его по кабелю.

Функция преобразования измерительного преобразователя имеет вид

$$T = RC \ln \frac{1 + g}{1 - g},$$

где  $T$  — период выходного сигнала;  $R$  — сопротивление резистора, включенного в обратную связь;  $C$  — емкость конденсатора;  $g$  — коэффициент деления делителя на резисторах  $R_1$  и  $R_2$ .

Процесс измерения термоградиента состоит из шести тактов. В первом такте замыкается ключ  $K_0$  и в цепь заряда конденсатора  $C$  включается образцовый резистор  $R_0$ .

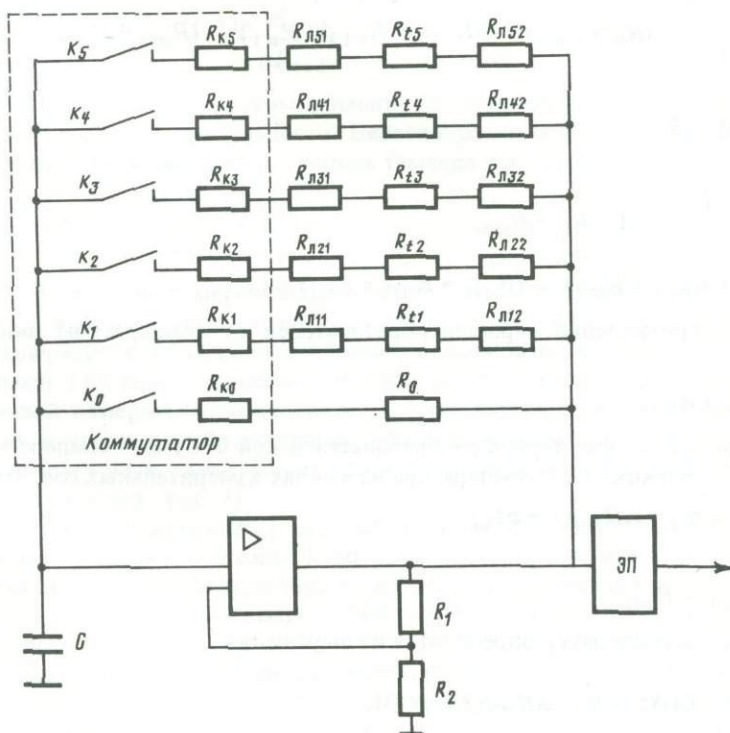


Рис. 2. Функциональная схема измерительного преобразователя в режиме измерения температуры и термоградиента

Пояснения в тексте

Период выходного сигнала

$$T_0 = a(R_0 + R_{к0}), \quad (1)$$

где  $a = C \ln \frac{1+g}{1-g}$ . Во втором и последующих тактах вместо образцового резистора коммутатор поочередно включает термопреобразователи  $R_{t1} - R_{t5}$ . В результате получаем систему уравнений

$$\begin{cases} T_1 = a(R_{t1} + R_{л11} + R_{л12} + R_{к1}), \\ T_2 = a(R_{t2} + R_{л21} + R_{л22} + R_{к2}), \\ T_3 = a(R_{t3} + R_{л31} + R_{л32} + R_{к3}), \\ T_4 = a(R_{t4} + R_{л41} + R_{л42} + R_{к4}), \\ T_5 = a(R_{t5} + R_{л51} + R_{л52} + R_{к5}), \end{cases} \quad (2)$$

где  $R_{ки}$  — сопротивление ключей коммутатора;  $R_{ли1}, R_{ли2}$  — сопротивление линий связи ( $i = 1-5$ ).

Решая совместно (1) и (2), получаем значение сопротивления  $R_{t1}$  первого (опорного) термопреобразователя:

$$R_{t1} = z_1(R_0 + R_{к0}) - (R_{л11} + R_{л12} + R_{к1}),$$

где  $z_1 = T_1/T_0$ , и разностей сопротивлений  $\Delta R_{ti}$  между опорным и остальными термопреобразователями:

$$\Delta R_{ti} = \frac{T_1 - T_i}{T_0} (R_0 + R_{к0}) - [(R_{л11} + R_{л12} + R_{к1}) - (R_{ли1} + R_{ли2} + R_{ки})]$$

или

$$\Delta R_{ti} = \Delta z_i A - B_i,$$

где

$$\Delta z_i = \frac{T_1 - T_i}{T_0}; \quad A = R_0 + R_{к0},$$

$$B_i = (R_{л11} + R_{л12} + R_{к1}) - (R_{ли1} + R_{ли2} + R_{ки}).$$

Зависимость сопротивления термопреобразователей от температуры линейна и имеет вид

$$R_{ti} = R_{toi}(1 + \alpha t_i),$$

где  $R_{toi}$  — сопротивления термопреобразователей при  $0^\circ\text{C}$ ;  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления;  $t_i$  — температура на концах измерительных баз. Тогда

$$\Delta R_{ti} = R_{toi}\alpha\Delta t_i + \Delta R_{toi}(1 + \alpha t_1),$$

где

$$\Delta R_{toi} = R_{toi} - R_{toi}.$$

Искомая разность температур определится из выражения

$$\Delta t_i = \frac{1}{\alpha R_{toi}} [A\Delta z - B - \Delta R_{toi}(1 + \alpha t_1)],$$

а температура первого терморезистора равна

$$t_1 = \frac{T_1(R_0 + R_{к0}) - (R_{л11} + R_{л12} + R_{к1})}{T_0\alpha R_{toi}} - \frac{1}{\alpha}$$

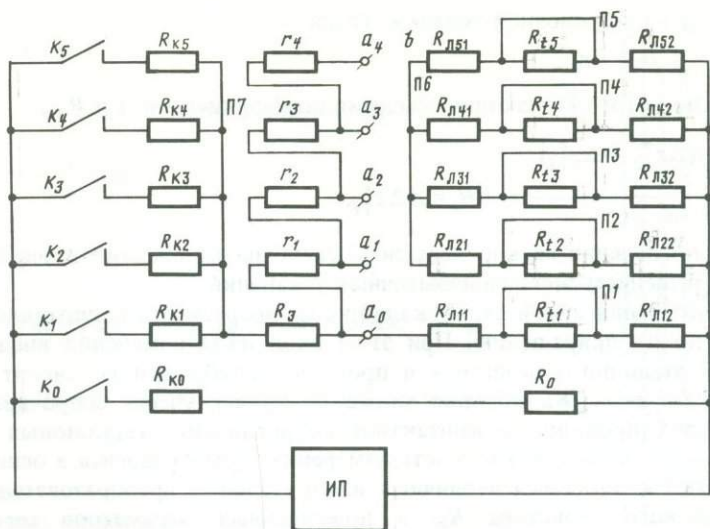


Рис. 3. Схема калибровки измерительного преобразователя термоградиента  
Пояснения в тексте

или  

$$t_1 = Cz_1 - D,$$

где  

$$C = \frac{R_0 + R_{K0}}{\alpha R_{T01}}, \quad D = \frac{R_{Л11} + R_{Л12} + R_{K1}}{\alpha R_{T01}} - \frac{1}{\alpha}.$$

Точность измерения температуры зависит главным образом от точности определения констант  $C$  и  $D$  и их стабильности. Целесообразно находить их значения экспериментально путем измерения двух известных температур  $t'_1$  и  $t'_2$ . Тогда

$$G = \frac{t'_2 - t'_1}{z'_2 - z'_1}, \quad D = \frac{z'_1 t'_2 - z'_2 t'_1}{z'_2 - z'_1},$$

где  $z'_1$  и  $z'_2$  — результаты измерений температур  $t'_1$  и  $t'_2$  соответственно.

Калибровка измерительного преобразователя термоградиента непосредственно по разности температур с требуемой точностью невозможна, в связи с чем использован рекомендуемый ГОСТом раздельный принцип калибровки первичных преобразователей и вторичной измерительной аппаратуры. Калибровка первичных преобразователей производится в условиях метрологической лаборатории по стандартной методике поверки температурных схем. Калибровка вторичной аппаратуры производится по разности сопротивлений (рис. 3).

Первичные преобразователи  $R_{t1} - R_{t5}$  закорачиваются переключками П1 — П5, выходы соединительных проводов и входы коммутатора — переключками П6 и П7, а вместо терморезисторов к входу коммутатора подключаются эталонный резистор  $R_3$  сопротивлением 1 кОм и линейка из четырех образцовых резисторов  $r_1 - r_4$  сопротивлением 0,5 Ом каждый.

В первом цикле калибровки общая точка  $b$  выводов терморезисторов подключается к отводу эталонного резистора  $a_0$ . Измеряемая разность сопротивлений между первым каналом и остальными при этом равна нулю:

$$\Delta R_i = \Delta z_{1i}^* A - B_i = 0, \quad (3)$$

где  $\Delta z_{1i}^*$  — результат первого калибровочного измерения.

Во втором цикле общая точка термопреобразователей  $b$  подпаивается к точке  $a_1$  —

первому выводу калибровочной линейки. Тогда

$$\Delta R_i = \Delta z_{2i}^* A - B_i = -r_i. \quad (4)$$

Решая совместно (3) и (4), находим значения коэффициентов  $A$  и  $B$ :

$$A = \frac{\sum_{i=2}^5 r_i / (\Delta z_{1i}^* - \Delta z_{2i}^*)}{4}, \quad B_i = A \Delta z_{1i}^*. \quad (5)$$

Точность их определения можно повысить, увеличив количество точек калибровки с последующим решением системы избыточных уравнений.

Очевидно, что в описанной схеме калибровка по разности сопротивлений заменена калибровкой по их приращению. При этом уход из-за изменения внешних условий сопротивления эталонного резистора в процессе калибровки не вносит погрешности в результат измерения. Калибровка также позволяет учесть сопротивление  $R_{\text{ли}1}$  и  $R_{\text{ли}2}$  подводющих проводов и контактное сопротивление герконовых ключей  $R_{\text{к}i}$ .

Из формулы (5) видно, что точность измерения термоградиента в основном определяется точностью калибровки первичных измерительных преобразователей и стабильностью образцового резистора  $R_0$  и номинальных параметров терморезисторов ( $R_{\text{то}i}$  и  $\alpha$ ). Для повышения точности измерения целесообразно калибровку преобразователя по разности сопротивлений производить в условиях, близких к придонным (например, помещая его в холодильный шкаф с температурой 2–4°C).

### Измерение теплопроводности

Практика геотермических исследований в океане показала, что метод отдельного измерения термоградиента и коэффициента теплопроводности колонки грунта в лаборатории недостаточно корректен и может быть применен только при наличии однородных осадков.

Анализ различных методов измерения коэффициента теплопроводности донных осадков *in situ* показал, что наиболее широко применим нестационарный метод цилиндрического зонда [2, 5]. Определение теплопроводности осадков основывается на аналитическом описании нестационарного температурного поля, создаваемого действием линейного источника тепла постоянной мощности в неограниченной среде. Однако в большинстве случаев дается лишь точечная оценка коэффициента теплопроводности в месте расположения датчика, которая затем экстраполируется на всю измерительную базу, что при неоднородных осадках приводит к большой методической погрешности.

Осадки чаще всего представляют собой слоистые структуры со слоями, параллельными дну, и с существенным (до 50%) разбросом значений коэффициента теплопроводности слоев с глубиной.

Пусть цилиндрический зонд внедрен вертикально в такие осадки (рис. 4) перпендикулярно слоям и на длину  $l$  измерительной базы (расстояние между датчиками термоградиента) приходится  $m$  слоев осадков толщиной  $h_j$  и теплопроводностью каждого слоя  $\lambda_j$  ( $j = 1, 2, \dots, m$ ). Тепловой поток Земли  $Q$ , действуя в направлении, перпендикулярном слоям, создает в  $j$ -м слое градиент температуры  $G_j = Q/\lambda_j$ . При этом на границах рассматриваемого слоя осадков толщиной  $h_j$  возникает разность температур

$$\Delta T_j = G_j h_j = \frac{Q h_j}{\lambda_j}.$$

Общая разность температур  $\Delta T$ , создаваемая тепловым потоком  $Q$  на длине измерительной базы зонда  $l = \sum_{j=1}^m h_j$  и измеряемая датчиками термоградиента, составит

$$\Delta T = \sum_{j=1}^m \Delta T_j = Q \sum_{j=1}^m \frac{h_j}{\lambda_j},$$

Рис. 4. Конструкция датчика теплопроводности донных осадков  
Пояснения в тексте

откуда искомое значение теплового потока равно

$$Q = \frac{\Delta T}{\sum_{j=1}^m \frac{n_j}{\lambda_j}} = G \lambda_{\text{эф}}, \quad (6)$$

где  $G = \frac{\Delta T}{l}$  — геотермический градиент на базе  $l$ ;  $\lambda_{\text{эф}} = \frac{l}{\sum_{j=1}^m \frac{h_j}{\lambda_j}}$  — эффективная теплопроводность донных осадков

на этой же базе.

При измерении теплопроводности слоистого материала каждый  $k$ -й виток термопреобразователя сопротивления  $R_{\lambda}$  можно рассматривать как элементарный точечный термопреобразователь сопротивления, находящийся в материале с одной теплопроводностью  $\lambda_j$ , значение которой может быть определено по формуле

$$\lambda_j = \frac{q \ln(\tau_2/\tau_1)}{4\pi \Delta\theta_{kj}},$$

где  $q$  — удельная мощность нагревателя;  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — интервал времени от начала нагрева до момента измерения сопротивления термопреобразователя  $R_{\lambda}$ ;  $\Delta\theta_{kj}$  — приращение температуры  $k$ -го витка ( $k = 1, 2, \dots, n_j$ ) термопреобразователя, находящегося в слое с теплопроводностью  $\lambda_j$  за интервал времени  $\tau_2 - \tau_1$ ;  $n_j$  — количество витков термопреобразователя, находящегося в слое теплопроводностью  $\lambda_j$ .

Приращение сопротивления  $\Delta r_{kj}$  рассматриваемого витка за этот же интервал времени при линейной зависимости сопротивления термопреобразователя от температуры равно

$$\Delta r_{kj} = r_0 \alpha \Delta\theta_{kj} = r_0 \alpha \frac{q \ln(\tau_2/\tau_1)}{4\pi \lambda_j},$$

где  $r_0$  — начальное сопротивление одного витка термопреобразователя при  $0^\circ\text{C}$ . Общее приращение сопротивления термопреобразователя за интервал времени  $\tau_2 - \tau_1$  составит

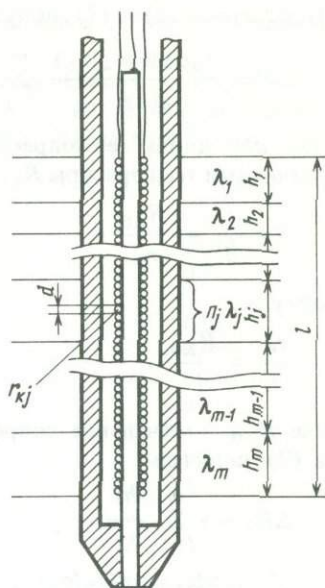
$$\Delta R = \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^{n_j} \Delta r_{kj} = \frac{r_0 \alpha q \ln(\tau_2/\tau_1)}{4\pi} \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^{n_j} \frac{1}{\lambda_j},$$

откуда

$$\Delta R = \frac{r_0 \alpha q \ln(\tau_2/\tau_1)}{4\pi} \sum_{j=1}^m \frac{n_j}{\lambda_j}. \quad (7)$$

Поскольку в реальном случае толщина слоев осадков  $n_j$  значительно больше диаметра микропровода  $d$  термопреобразователя сопротивления  $R_{\lambda}$ , то количество  $n_j$  его витков, находящихся в слое с теплопроводностью  $\lambda_j$ , удовлетворяет соотношению

$$n_j = \frac{h_j}{d}. \quad (8)$$



Подставляя (8) в (7), получим

$$\Delta R = \frac{r_0 \alpha q \ln(\tau_2/\tau_1)}{d 4\pi} \sum_{j=1}^m \frac{h_j}{\lambda_j}.$$

Так как длина термопреобразователя сопротивления  $R_\lambda$  равна расстоянию  $l$  между датчиками температуры  $R_{t1}$  и  $R_{t2}$ , то количество его витков равно

$$N = \frac{l}{d} = \frac{R_{\lambda 0}}{r_0},$$

откуда

$$\frac{r_0}{d} = \frac{R_{\lambda 0}}{l}, \quad (9)$$

где  $R_{\lambda 0}$  — начальное сопротивление термопреобразователя при  $0^\circ\text{C}$ . Подставляя (9) в (7), получаем

$$\Delta R_\lambda = S \sum_{j=1}^m \frac{h_j}{\lambda_j},$$

где  $S = \frac{\alpha R_{\lambda 0} q \ln(\tau_2/\tau_1)}{4\pi l}$  — константа датчика теплопроводности. Отсюда

$$\frac{\Delta R_\lambda}{S} = \sum_{j=1}^m \frac{h_j}{\lambda_j}. \quad (10)$$

На основании (6) и (10) получим значение эффективной теплопроводности донных осадков по длине  $l$  измерительной базы:

$$\lambda_{\text{эф}} = S \frac{l}{\Delta R_\lambda}.$$

Полученное значение  $\lambda_{\text{эф}}$  практически не зависит от количества и толщины слоев, а разработанная конструкция датчика позволяет различать прослойки осадков толщиной до диаметра зонда. Значение теплового потока находится из выражения

$$Q = G \lambda_{\text{эф}} = \frac{S_\lambda \Delta T}{\Delta R_\lambda}.$$

Константы  $S_\lambda$  определяются при поверке датчиков на цилиндрическом образце из органического стекла, имеющем при 300 К коэффициент теплопроводности 0,196 Вт/м К.

Измерение коэффициента теплопроводности производится одновременно с измерением термоградиента. В режиме измерения микроЭВМ после получения синхросигнала от встроенного таймера выдает команду на включение нагревателя. Питание нагревателя осуществляется по кабелю питания, параметры схемы подобраны таким образом, что блок питания переходит в режим стабилизации тока, падение напряжения на нагревателе при этом используется для питания электронных схем. Затем микроЭВМ, выдавая управляющие сигналы через блок формирования 21 и блок селекции 13 команд управления на счетчик, периодически производит последовательный опрос всех датчиков и образцового резистора с интервалом 5 с, измеряет значения периодов выходного сигнала измерительного преобразователя 11 и запоминает полученную информацию в оперативном запоминающем устройстве.

По окончании всех циклов измерения машина выдает команду на выключение нагревателя и переходит к обработке полученных данных, вычисляя значения температуры, термоградиента в донных осадках и коэффициента их теплопроводности по соответ-

ствующим алгоритмам. Регистрация результатов осуществляется цифropечатающим устройством 23.

Для проведения контрольных замеров и изучения распределения коэффициента теплопроводности по глубине колонки поднятого на борт судна грунта разработан лабораторный измеритель теплопроводности осадков ЛИТОС-1М на базе программируемого калькулятора "Электроника МК-46" [5].

#### Технические характеристики системы

Диапазон измерения температуры, °С	-2—+35
Погрешность измерения температуры, °С	0,01
Погрешность измерения термоградиента, К/м:	
в диапазоне ±2 К/м	0,01
в диапазоне ±0,5 К/м	0,005
Диапазон измерения коэффициента теплопроводности, Вт/м К	0,2—1,5
Погрешность измерения коэффициента теплопроводности, %	5
Количество измерительных баз	4
Длина измерительной базы, м	0,5
Время измерения, мин	5

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балабашин В.И., Купер В.Я., Матвеев В.Г. и др. Автономный цифровой зонд для измерения теплового потока через дно океана//Геофизические исследования тихоокеанских активных окраин. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. С. 101—109.
2. Любимова Е.А., Александров А.В., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 176 с.
3. Матвеев В.Г., Новиков А.А., Рот А.А. Автоматизированная система для исследования теплового потока на базе микроЭВМ "Электроника 60"//Автоматизация экспериментальных исследований. Куйбышев: Куйбышев, авиац. ин-т, 1983. С. 121—125.
4. Осадчий В.Г., Куксов Г.А., Ковалик В.В. Морская геотермосъемка. Киев: Наук. думка. 1969. 104 с.
5. Рот А.А., Матвеев В.Г., Новиков А.А. Цифровой измеритель коэффициента теплопроводности //Приборы и системы упр. 1984. № 6. С. 23—31.
6. Hyndman R.D., Davis B.E., Wright J.A. The measurement of marine geothermal heat flow by a multi-penetration probe with digital acoustic telemetry and in situ thermal conductivity//Mar. Geophys. Res. 1979. Vol. 4. P. 181—205.

УДК 550.361 : 550.362

Ю.В. Шевалдин, В.И. Балабашин, В.Г. Матвеев,  
О.В. Августыняк, В.А. Никоноров

#### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРОБОВАНИЯ НОВОЙ ГЕОТЕРМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

В 7-м рейсе НИС "Академик Александр Несмеянов" (июнь 1985 г., Охотское море) были проведены частичные испытания нового геотермического измерительного комплекса ТОКПИ (совместная разработка Тихоокеанского океанологического и Куйбышевского политехнического институтов). В различных геологических условиях и на разных глубинах отрабатывалась методика проверок и измерений абсолютных температур, градиентов температур и коэффициентов теплопроводности *in situ*. Измерения коэффициентов теплопроводности на станциях сопровождалась лабораторными анализами этого параметра в грунтовых колонках с помощью игольчатого зонда [1, 3].

В натурных условиях испытывались два варианта: 1) глубоководный телеметрический измеритель теплового потока: 2) шельфовый (глубины моря 0—200 м) каротажный

измеритель теплового потока. Оба варианта имеют практически идентичную измерительно-регистрающую электронную схему [2] и отличаются конструктивной реализацией.

Схематически глубоководный измеритель представлен на рис. 1, а. Глубоководный контейнер 3 с электронной аппаратурой крепится через герметичный разъем к грузонесущему кабель-тросу 1 и утяжеляется необходимым количеством балластных грузов 2 общим весом 100–200 кг. Вдоль несущей штанги 5, на расстоянии 4 см от нее, растянуты две защитные трубки 4 и 6 из нержавеющей стали, в одной из которых размещено пять датчиков температуры с шагом 0,5 м, во второй – четыре датчика измерителя теплопроводности *in situ*, распределенные в соответствии с положением измерительных баз температурных градиентов. Датчики залиты трансформаторным маслом. Необходимое натяжение трубок 4 и 6 обеспечивается талрепным механизмом.

Датчики температуры представлены малогабаритными термопреобразователями сопротивления из медного микропровода с номинальным сопротивлением 1 кОм. Датчики теплопроводности выполнены в виде цилиндрических термопреобразователей из медного микропровода, распределенного интервалами по 0,5 м на константовом нагревателе общей длиной 2 м.

Информационно-управляющие сигналы и питание погружной части, реализованной на микромощных схемах, поступают с борта НИС по трехжильному грузонесущему кабель-тросу КГ-3. Обработку информации и управление процессом измерения осуществляет микроЭВМ "Электроника-60". ЭВМ позволяет получить массивы изменений термоградиентов во времени и вычислять интегральные значения коэффициентов теплопроводности по длине измерительных баз. Таким образом, значительно уменьшаются погрешности измерений.

Коэффициенты теплопроводности определяются аппроксимацией получаемых кривых нагрева каждого датчика функцией

$$\theta_i(t) = a_i \ln t + b_i,$$

где  $\theta_i(t)$  – динамическая температура  $i$ -го ( $i = 1, \dots, 4$ ) датчика теплопроводности;  $a_i$  и  $b_i$  – параметры аппроксимирующей функции:

$$a_i = \frac{k_i}{\lambda_i}; \quad b_i = \text{const},$$

где  $\lambda_i$  – интегральный коэффициент теплопроводности;  $k_i$  – постоянная датчика;  $t$  – время.

Аппроксимация производится методом наименьших квадратов. МикроЭВМ находит такой участок кривой нагрева, который в наибольшей степени соответствует логарифмической зависимости, и определяет значения и суммарную среднеквадратическую погрешность. Значения постоянной  $k$  каждого датчика определяются путем калибровки в эталонной среде.

Конструкция шельфового измерителя теплового потока показана на рис. 1, б. Зонд представляет собой модифицированный вариант описанной выше конструкции и отличается длиной штанги 6 (6 м) и размерами измерительной базы 10 (1 м). Основным отличительным элементом конструкции является пенетрационная установка, позволяющая на станции плавно с контролем местоположения измерительной базы каротировать распределение в грунте по вертикали абсолютной температуры, температурного градиента и коэффициента теплопроводности. Усилие вдавливания штанги не менее 2 т. В защитных трубках измерительной части зонда 10 расположено по два датчика температуры и теплопроводности (базы по 0,5 м). Габаритная высота установки ограничена 8 м в силу технических возможностей палубных спуско-подъемных механизмов.

Установка включает массивное основание 9, укрепленную на растяжках 8 направляющую трубку 7 и устройства, обеспечивающее вертикальное перемещение штанги.

Механизм вертикального перемещения контейнера 5 и жестко скрепленной с ним штанги 6 содержит электрический двигатель мощностью 4,2 кВт, червячный редук-

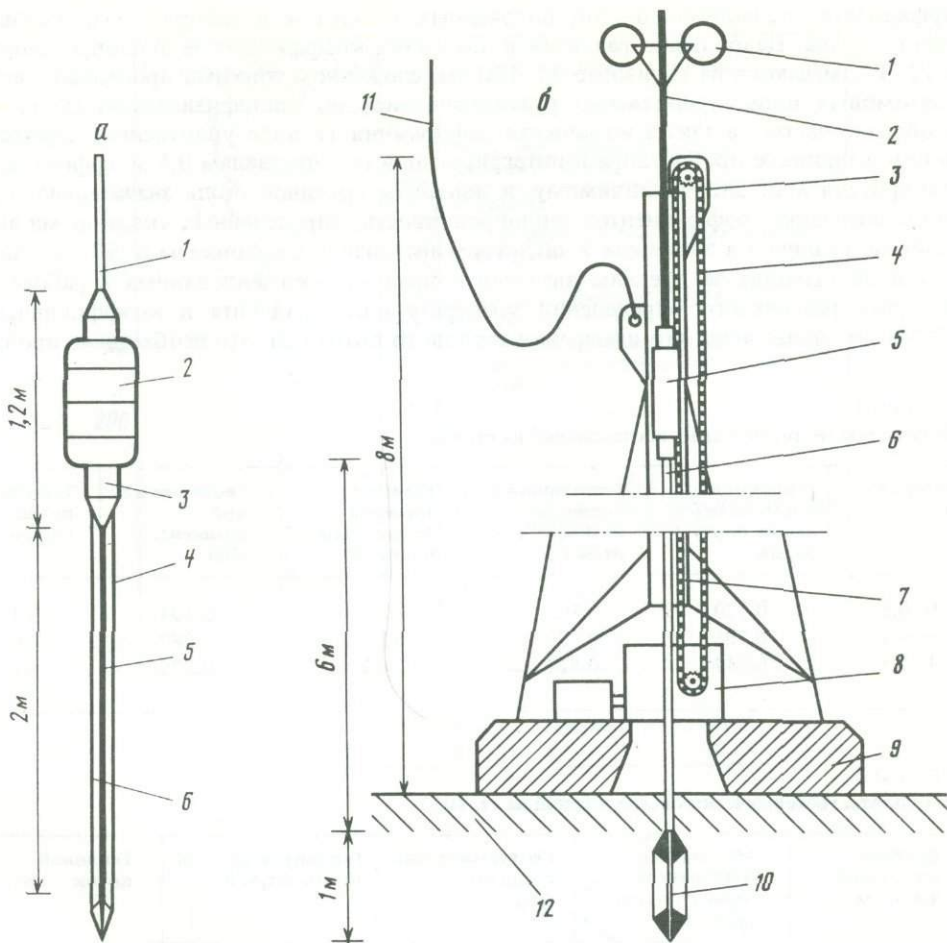


Рис. 1. Схемы конструкций измерителей теплового потока

*a* — глубоководный измеритель: 1 — кабель-трос, 2 — груз, 3 — контейнер аппаратуры, 4 — трубка датчиков температуры, 5 — несущая штанга, 6 — трубка датчиков теплопроводности; *б* — шельфовый каротажный измеритель: 1 — поплавок, 2 — кабель информационный, 3 — звездочка, 4 — цепь, 5 — контейнер аппаратуры, 6 — штанга, 7 — направляющая трубка, 8 — червячный редуктор, 9 — балластная платформа, 10 — зонд, 11 — кабель-трос, 12 — поверхность дна

тор 8, звездочку 3 и цепь 4. Поплавок 1 служит для натяжения информационного кабеля 2, введенного в аппаратный контейнер 5. Питание электрического двигателя и контроль за вращением ведущей звездочки редуктора осуществляются по кабель-тросу 11. Управление процессом внедрения и контроль местоположения зонда 10 производится оператором с пульта управления на борту судна.

Работа на станции с измерителем теплового потока сводится к следующему. После постановки судна на якорь аппаратура опускается на дно. Обеспечивается притравка кабелей (или одного многожильного грузонесущего кабеля), необходимая для учета движения судна на якоре. Оператор производит включение электрического двигателя, обеспечивая перемещение зонда в грунте. Измерение с помощью микроЭВМ "Электроника-60" температуры, градиента температуры и теплопроводности *in situ* и регистрация данных в процессе каротажа производится после остановки измерительного зонда и выдержки паузы на время установления теплового равновесия.

Некоторые результаты определений геотермических параметров на ряде станций представлены в табл. 1–3, и на рис. 2. На рис. 2, *a* приведены сравнительные данные о

коэффициентах теплопроводности, полученных *in situ* и в лабораторных условиях на борту судна. Наибольшие различия в значениях коэффициентов теплопроводности (до 12%) отмечаются на горизонте 50–100 см, сложенном тонкими прослоями песков и диатомовых илов, существенно различающимися по теплофизическим свойствам. Это обстоятельство, а также возможная деформация (в виде уплотнения) грунтовой колонки в процессе пробоотбора и интегрирующий по интервалам 0,5 м эффект датчика-измерителя  $\lambda$  *in situ*, по-видимому, и являются причиной столь значительного различия в значениях коэффициентов теплопроводности, определенных указанными выше способами. Различия в значениях  $\lambda$  по другим интервалам в колонке на ст. 973 незначительны и не выходят за пределы значений поправок, рекомендованных в работе [5] для случая раздельного определения температурного градиента и коэффициента  $\lambda$ . В общем же случае ясно, что измерения теплового потока *in situ* необходимо произво-

Таблица 1  
Результаты геотермических исследований на ст. 973

Интервал, м	Теплопроводность, измеренная на борту, Вт/мК	Теплопроводность <i>in situ</i> , Вт/м К	Разность значений теплопроводности, %	Геотермический градиент, К/м	Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>
0–0,5	0,720	0,705	2,1	0,104	73
0,5–1	0,788	0,700	12	0,080	56
1–1,5	0,847	0,812	4,2	0,075	61

Таблица 2  
Результаты геотермических исследований на ст. 1033

Глубина внедрения зонда, м	Абсолютная температура нижнего датчика, °С	Геотермический градиент, К/м	Теплопроводность <i>in situ</i> , Вт/м К	Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>
0,23	–2,33	–	–	–
1,14	–2,42	0,358	0,81	300
2,29	–2,06	0,213	0,82	175
2,86	–1,97	0,294	0,76	223
3,44	–1,83	0,254	0,86	218
4,01	–1,75	0,215	0,89	191
4,58	–1,63	0,191	0,76	145
5,50	–1,47	0,194	0,76	147

Таблица 3  
Сводные геотермические данные по ст. 971, 973, 1033

Станция	Дата измерения	Координаты		Глубина моря, м
		с.ш.	в.д.	
971	10.06.85	55°12',3	151°57',3	315
973	10.06.85	55°27',8	153°04',8	500
1033	19.06.85	54°10',4	142°15',4	33

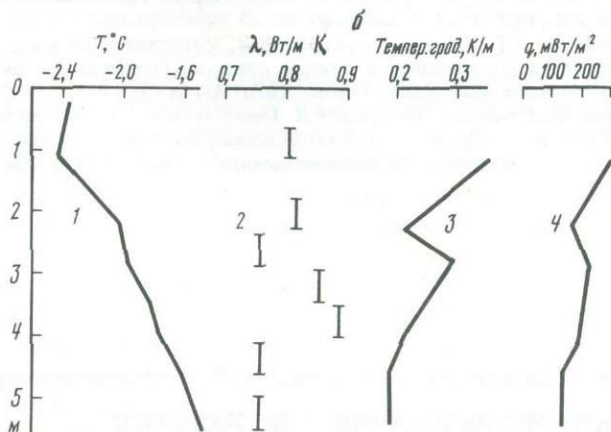
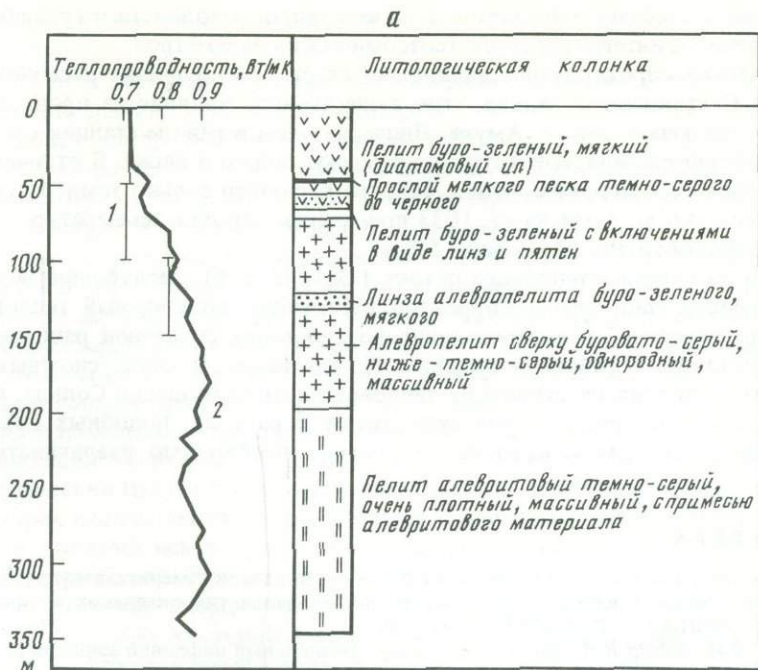


Рис. 2. Результаты геотермических исследований на ст. 973, 1033

а - ст. 973: 1 - теплопроводность in situ, 2 - то же, набортным лабораторным способом; б - ст. 1033: 1 - абсолютная температура, 2 - теплопроводность in situ, 3 - температурный градиент, 4 - тепловой поток

Глубина погружения зонда, м	Абсолютная температура нижнего датчика, °С	Теплопроводность, Вт/м К	Геотермический градиент, К/м	Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>
1,8	0,93	0,82	0,100	82
1,5	1,21	0,81	0,074	60
5,5	-1,47	0,76	0,194	147

дить возможно бóльшим количеством датчиков теплопроводности и градиента с последующим численным интегрированием геотермических параметров.

Геотермическое каротирование выполнено на ст. 1033. Станция расположена в восточной части Сахалинского залива, где существенное влияние на процессы тепло- и массообмена оказывает сток р. Амура. Дночерпателем в районе станции с поверхности дна поднят ракушечно-илистый грунт с примесью гальки и песка. В отличие от подобных измерений в Тайландском заливе [4], где выполнен только температурный каротаж до глубины 4,6 м, нами на ст. 1033 произведен каротаж температур, градиентов и теплопроводности грунта до глубины 5,5 м.

Как видно из графика теплового потока (см. рис. 2, б), заглубления зонда до 5,5 м оказалось недостаточно, чтобы корректно рассчитать стационарный тепловой поток, исходя из представлений о возмущающих воздействиях солнечной радиации и гидрологических условий в районе измерений. По-видимому, в столь сложных условиях комплексного влияния на структуру теплового потока радиации Солнца, гидрологии и лавинной седиментации, которые существуют в районах, подобных Сахалинскому заливу, глубину геотермического каротирования необходимо увеличивать до 10 м и более.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Августыняк О.В., Балабашин В.И., Матвеев В.Г. и др. Бортовой измеритель коэффициента теплопроводности донных осадков//Геофизические исследования тихоокеанских активных окраин. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. С. 109–115.
2. Балабашин, В.И., Купер В.Я., Матвеев В.Г. и др. Автономный цифровой зонд для измерения теплового потока через дно океана//Геофизические исследования тихоокеанских активных окраин. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1983. С. 101–109.
3. Балабашин В.И., Матвеев В.Г., Новиков А.А., Рот А.А. Методика и аппаратная реализация измерения коэффициента теплопроводности донных осадков//Геофизика и тектоника переходной зоны западнотихоокеанского типа. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 100–106.
4. Matsubara Y., Kinshita H., Uyeda S., Thienprasert A. Development of a new sistem for shallow sea heat measurement and its test application in the Gulf of Thailand//Tectonophysics. 1983. Vol. 103. P. 13–31.
5. Ratcliff E.H. The thermal conductivities of ocean sediments//J. Geophys. Res. 1960. Vol. 65. P. 1535–1541.

УДК 550.361

*В.В. Сочельников, М.Д. Хуторской, Р.Н. Чжу, А.В. Кондюрин*

#### ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ПОДВОДНОГО ОБИТАЕМОГО АППАРАТА "АРГУС"

Геотермические исследования на акваториях проводятся в тех районах, где мощность современных осадочных отложений превышает длину зонда-измерителя геотермического градиента. Это необходимое условие для внедрения прибора на максимально возможную глубину и записи или непосредственного измерения вертикальной составляющей геотермического градиента. Однако многие районы морей и океанов остаются недоступными для измерений с помощью традиционной методики. К таким районам относятся подводные вулканы, рифтовые долины, коралловые атоллы, горстовые блоки и другие структуры, где не может отложиться значительный слой осадков. Но именно подобные структуры морского дна наиболее интересны для геотермических исследований, так как они отражают современную геодинамическую активность того участка литосферы, на котором расположены. В связи с этим предпринимались попытки измерений температур в дне и теплового потока с помощью принудительного заглубления зонда в осадки. Например, на шельфе зонд внедрялся с помощью гидравлического

устройства, управляемого с борта корабля [1]. Однако эта методика неприменима на больших глубинах.

В мировой практике имеется опыт использования подводных обитаемых аппаратов для точного внедрения зондов в "карманы" с малой мощностью осадков [2, 3]. Первые подобные измерения были проведены в рифтовой зоне Срединно-Атлантического хребта с помощью подводных аппаратов "Алвин" и "Сиана" в 1974 г. При этом результаты термосъемки с подводного аппарата контролировались измерениями с геофизического судна "Кнопп", что повышало надежность измерений.

В нашей стране впервые профилирование параметров геотермического поля с помощью подводного обитаемого аппарата проведено в 7-м рейсе НИС "Витязь" в 1984 г., и, так же как в предшествовавших исследованиях, результаты подводных измерений контролировались измерениями теплового потока с борта судна. Термозонды были установлены на подводный обитаемый аппарат "Аргус" и прикреплялись к бункеру для отбора донных проб. Бункер мог перемещаться по вертикали и внедрять зонды в донный ил с помощью гидравлического привода. Для измерений были использованы две модификации приборов, созданных в Геологическом институте АН СССР и в Южном отделении Института океанологии АН СССР. В качестве температурных датчиков в приборах использовались термисторы и кварцевые термочувствительные элементы. Датчики размещались в трубке из нержавеющей стали длиной 50 см и диаметром 10 мм, герметично соединенной с контейнером. Для динамической разгрузки и уменьшения тепловой инерции зонды заполнялись маслом. Термистор включался в измерительное плечо мостовой схемы, где регистрируемым параметром было его сопротивление. Термисторный зонд измерял только температуру с погрешностью  $\pm 0,05$  °С. В частотном приборе были размещены два кварцевых датчика, разнесенные на 20 см один от другого. У каждого датчика измерялась частота, отградуированная по температуре, поэтому таким зондом можно было измерять как температуру, так и геотермический градиент. Погрешность измерения температуры составляла  $\pm 0,01$  °С. Датчики соединялись с измерительной аппаратурой, находящейся в кабине аппарата "Аргус", с помощью специального электрического кабеля через систему гермоввода.

В 7-м рейсе НИС "Витязь" три из 28 погружений были посвящены специальным геотермическим исследованиям. Два были выполнены на подводной горе Верчелли в западной части Тирренского моря, а одно — на подводной горе Жозефин в Азоро-Гибралтарской зоне Северной Атлантики (рис. 1, а).

В первом, техническом погружении были опробованы зонды и регистрирующая аппаратура, динамические качества контейнеров и работоспособность пробоотборников. Следующее погружение производилось на юго-западном склоне горы Верчелли, где достаточная мощность осадков позволяла внедрить зонды. Осадки представляли собой средне- и крупнозернистый песчано-органогенный материал, в который невозможно внедрить зонд под собственным весом, т.е. с борта судна. Принудительное внедрение позволило полностью заглубить зонды почти на всех станциях.

Первая станция располагалась на глубине 472 м (рис. 1, б). Затем аппарат опустился до глубины 502 м (ст. 2). Все следующие станции располагались выше по склону. Как видно на рис. 1, б, температура в дне составляла примерно 13 °С. Заметим, что ее колебания были в пределах 0,4 °С по всему профилю. Методика измерений геотермического градиента частотным прибором совпала с принятой для заборных измерений, т.е. сначала измерялся градиент температуры в придонном слое воды, а после внедрения — в осадках.

На ст. 3 на глубине 501 м была обнаружена воронка диаметром 30 см с видимой глубиной 50–80 см. Из нее шла разгрузка флюида, отчетливо различимого в морской воде из-за разницы оптических плотностей жидкостей. Дебит этого источника составлял примерно 1–2 л/с. К сожалению, подводный аппарат не имел пробоотборника для взятия заборной воды, поэтому мы ничего не можем сказать о химическом составе этого флюида. Температура в воронке была на 0,2 °С ниже, чем на предыдущей станции, а измеренный тепловой поток меньше на 3 мВт/м<sup>2</sup>. Следующая станция находилась

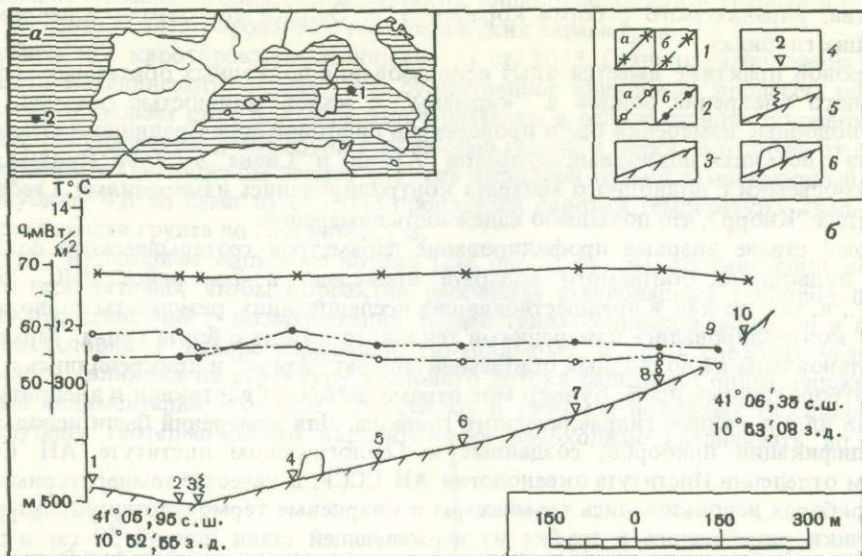


Рис. 1. Геотермические измерения в погружении 11

*a* — район работ: 1 — гора Верчелли, 2 — гора Жозефин; *б* — профиль дна и профили геотермических параметров: 1 — температура, измеренная: *a* — нижним и *б* — верхним датчиками, 2 — тепловой поток: *a* — измеренный, *б* — исправленный на влияние рельефа, 3 — поверхность дна, 4 — расположение станций, 5 — место разгрузки источника, 6 — скальный выход

на глубине 465 м у подножия отвесного борта скалы. Однако мощность осадков была достаточной для полного внедрения зондов. На отвесном склоне скалы хорошо были заметны следы субазральной абразии: ниши, пещерки. В обнажении прослеживались горизонтальные жилы белого и желто-белого кальцита, внедрившегося по мелким трещинам и разломам. От ст. 5 на глубине 432 м до ст. 10 на глубине 216 м склон имел постоянный угол  $15^\circ$ , мощность осадочных отложений была достаточной для внедрения обоих зондов. На четырех станциях отбирались пробы осадков, у которых был измерен коэффициент теплопроводности, составляющий в среднем  $0,85 \text{ Вт/м К}$ .

Измерения теплового потока на юго-западном склоне горы Верчелли показали, что эта структура характеризуется спокойным геотермическим режимом, отсутствием аномальных зон и резких горизонтальных градиентов температуры. Средняя величина теплового потока, измеренного в погружении, составила  $57 \text{ мВт/м}^2$ , а в смежных частях моря нами получены значения  $42\text{--}70 \text{ мВт/м}^2$ . Таким образом, можно говорить о термической однородности подводной горы Верчелли и окружающих ее участков дна.

Район подводной горы Жозефин в восточной части Азоро-Гибралтарской зоны является совершенно не изученным в геотермическом отношении. В радиусе 200 км от вершины нет ни одного измерения, поэтому важно было оценить фоновый тепловой поток в этом регионе. Измерения у подножия горы погружным термоградиентографом дали значения  $53$  и  $58 \text{ мВт/м}^2$ , которые, по-видимому, характеризуют фоновые теплопотери этого района океана. Однако на самой горе получены существенно иные значения.

По всему профилю измерений грунт представлял собой крупнозернистый песчано-органогенный материал, и вхождение зондов в него было затруднено. Не на всех станциях удавалось внедрить зонд-термоградиентометр так, чтобы оба частотных датчика оказались в осадках, поэтому тепловой поток был получен только на пяти станциях (рис. 2). На рисунке видно, что на ст. 1–7 температура в грунте выше, чем в придонной воде. На ст. 8 температуры выравниваются, а затем температура воды становится значительно выше. По-видимому, такое соотношение температур в грунте и в воде связано

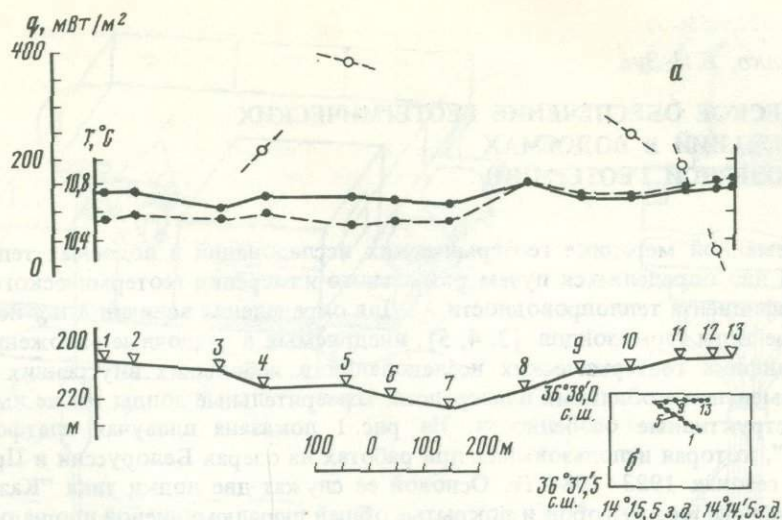


Рис. 2. Геотермические измерения в погружении 28

а — профиль дна и профили геотермических параметров (условные обозначения см. на рис. 1, б); б — схема расположения станций измерений. Остальные пояснения в тексте

с придонным течением, влияние которого сказалось после резкого изменения курса аппарата между ст. 7 и 8 (рис. 2, б). Среднее значение и стандартное отклонение теплового потока по пяти станциям  $212 \pm 128 \text{ мВт/м}^2$ . Большая дисперсия полученных значений объясняется, по-видимому, экзогенными факторами: сезонными вариациями температуры дна и придонными течениями, хотя очевидно, что тепловой поток на подводной горе Жозефин в несколько раз выше, чем в смежной абиссальной котловине. Это может свидетельствовать или о локальной вулканической (или поствулканической) активности, следы которой, правда, не отмечались подводными наблюдателями, или об остаточном тепле магматического очага, что, на наш взгляд, более вероятно.

Первые в отечественной практике измерения теплового потока с подводных обитаемых аппаратов открывают новую возможность геотермического изучения ранее недоступных структур океанского дна. Опыт наших исследований показывает, что измерение геотермического поля не связано с методическими трудностями, поэтому следует рекомендовать термозонды в качестве штатного оборудования подводных аппаратов и производить термопрофилирование в каждом геолого-геофизическом погружении.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить пилотов подводного обитаемого аппарата "Аргус" В.В. Булыгу, Л.В. Воронова и С.Р. Холмова за ценные консультации и практическую помощь, а также начальника экспедиции В.С. Ястребова за активное содействие в проведении экспериментов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Артеменко В.И., Маловицкий Я.П. Морская геотермическая съемка. М.: Недра, 1979. 103 с.
2. Риффо К., Ле Пишон К. Экспедиция "FAMOUS". Л.: Гидрометеониздат, 1979. 223 с.
3. Drake C., Imbrie J., Knauss J., Turekian K. Oceanography. Hold Rinehart, Winston. 1978. 423 p.

## ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ВОДОЕМАХ (ОПЫТ ОЗЕРНОЙ ГЕОТЕРМИИ)

По современной методике геотермических исследований в водоемах тепловой поток  $q$  через дно определяется путем раздельного измерения геотермического градиента  $g$  и коэффициента теплопроводности  $\lambda$ . Для определения величин  $\lambda$  и  $g$  используются различные типы термозондов [2, 4, 5], внедряемых в осадочные отложения с борта судна. Специфика геотермических исследований в небольших внутренних водоемах требует применения мобильных плавсредств. Измерительные зонды также имеют некоторые конструктивные особенности. На рис. 1 показана плавучая платформа типа "катамаран", которая использовалась при работах на озерах Белоруссии и Прибалтики в полевых сезонах 1983–1984 гг. Основой ее служат две лодки типа "Казанка-5М", жестко связанные между собой и покрытые общей дюралюминиевой площадкой размером 4,5 X 4 м; в передней части установки предусмотрен люк для спуска и подъема зонда. Кормовые части мотолодок соединяются с помощью стяжки из труб прямоугольного сечения, к которым крепится площадка для установки двигателей и кресла рулевого. Для передвижения платформы использовались один или два двигателя типа "Вихрь-М". Предусмотрено ограждение всей платформы защитными стойками. В правой ее части установлены гнезда для крепления термозонда, в центре располагаются спуско-подъемные механизмы, а в приборном отсеке — измерительная аппаратура и аккумуляторные батареи. Для фиксации установки над точкой замера используется система из трех или четырех якорей, что практически исключает дрейф. Лебедка спуско-подъемного механизма снабжена счетчиком глубины.

Применяемые термозонды аналогичны зондам Юинга [5], однако имеют ряд существенных отличий (рис. 2). К трубе диаметром 50 мм и длиной 8 м, выполненной из нержавеющей стали и снабженной режущей насадкой, на плоских капроновых стойках через 0,5 м крепятся иглы с терморезисторами и нагревателями, а также герметичный контейнер, в котором находятся электронные схемы управления и инклинометр. Верхняя часть контейнера служит площадкой для сменных утяжеляющих грузов, к ней также крепится трос спуско-подъемного механизма. Расположение игл по сечению зонда выполнено так, чтобы каждая игла проходила не нарушенная другими иглами слой донных осадков. Внедрение зонда в дно водоема на необходимую глубину осуществляется с помощью наборных утяжеляющих грузов весом 30 кг каждый. Обычно это пять–десять грузов, их количество выбирается в зависимости от плотности грунта. Использование добавочной нагрузки позволило заглублять 8-метровый зонд на глубину 5–7 м. Одновременно с геотермическими измерениями проводится отбор колонки грунта, который затем с помощью выталкивающего поршня помещается последовательно в весовые стаканчики ВС-1 для лабораторных исследований. При отборе проб колонка отобранного ила имела длину значительно меньшую, чем глубина внедрения зонда. Это вызвано двумя причинами. Во-первых, при больших скоростях внедрения зонда в дно происходит смятие осадков и их уплотнение. Во-вторых, при извлечении зонда из дна за счет возникновения разреженного пространства между зондом и созданным им каналом происходит частичное удаление пробы из пробоотборника. Опытным путем установлено, что свободное падение зонда с расстояния 5–7 м от дна водоема является оптимальным. При этом отклонение термозонда от вертикали минимально. Для уменьшения эффекта отсасывания ила при подъеме зонда в его верхней части был предусмотрен запорный клапан. Все это позволило увеличить длину извлекаемой колонки на 15–25%.

Для измерения геотермического градиента и температуры в донных отложениях

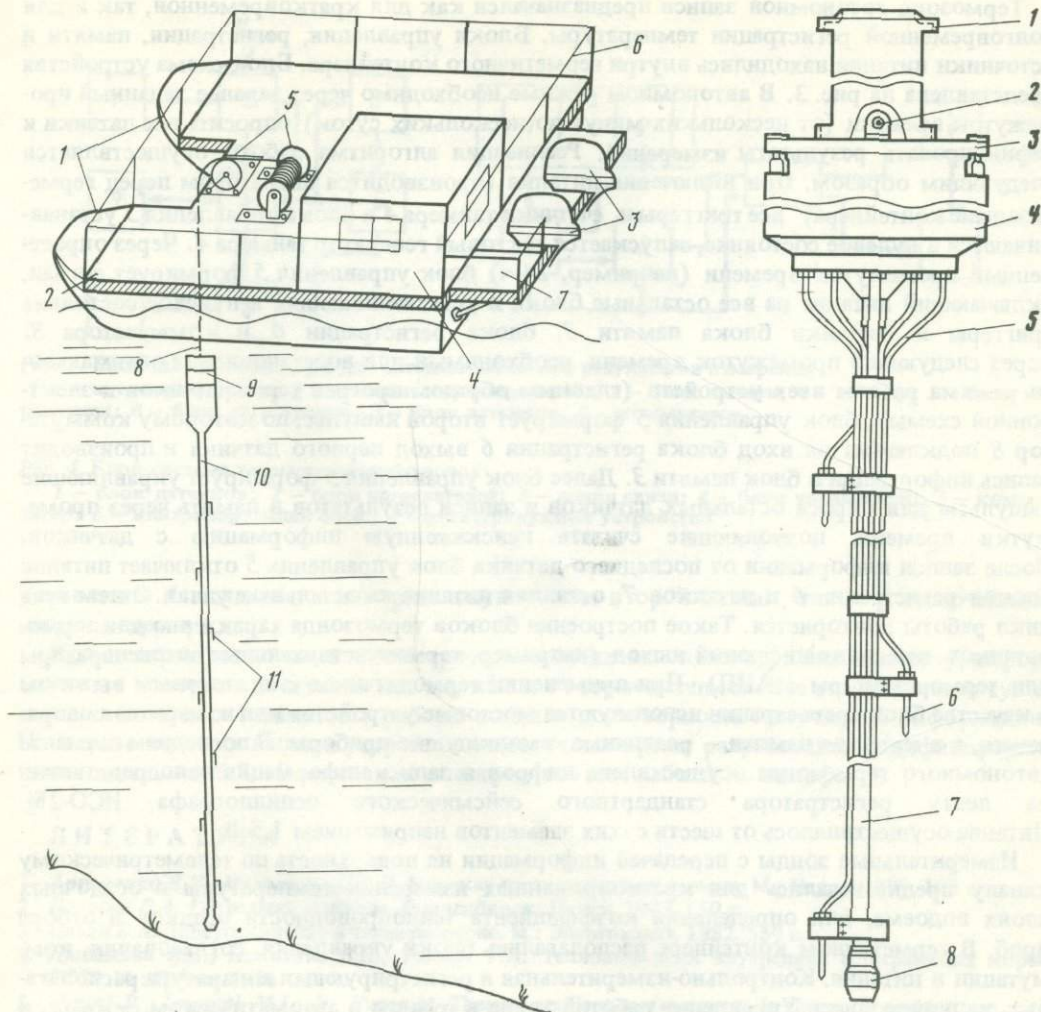


Рис. 1. Плавающая платформа на базе двух лодок "Казанка-5М"

1 — мотолодки; 2 — рабочая площадка; 3 — двигатели; 4 — приборный отсек; 5 — спуско-подъемные механизмы; 6 — ограждение; 7 — место рулевого; 8 — трос-кабель; 9 — сменные грузы; 10 — термоградиент-зонд; 11 — термоматчики

Рис. 2. Озерный термозонд

1 — утяжеляющий груз; 2 — место крепления троса; 3 — крышка контейнера; 4 — герметичный контейнер; 5 — линии связи; 6 — игла с термоматчиком; 7 — труба диаметром 50 мм; 8 — режущая насадка

опробованы два типа зондов — автономной и телеметрической записи. При разработке измерительной аппаратуры для работ в водоемах [1–3] авторами учитывался ряд требований к термоматчикам и электронным устройствам управления: 1) термоматчики должны обладать разрешающей способностью не ниже  $0,01^{\circ}\text{C}$ ; 2) регистрирующее устройство — обеспечивать отсчет температурных параметров в пределах разрешающей способности термоматчика; 3) контрольно-измерительная аппаратура и блоки управления — обеспечивать достоверность получаемой информации и выполнения алгоритма измерений; 4) вся аппаратура — иметь минимальное энергопотребление, надежно функционировать в условиях повышенной агрессивности окружающей среды и повышенных динамических нагрузок.

Термозонд автономной записи предназначался как для кратковременной, так и для долговременной регистрации температуры. Блоки управления, регистрации, памяти и источники питания находились внутри герметичного контейнера. Блок-схема устройства представлена на рис. 3. В автономном режиме необходимо через заранее заданный промежуток времени (от нескольких минут до нескольких суток) опросить все датчики и зафиксировать результаты измерений. Реализация алгоритма работы осуществляется следующим образом. При включении питания (производится оператором перед герметизацией контейнера) все триггеры и счетчики таймера 4 и блока управления 5 устанавливаются в нулевое состояние, запускается тактовый генератор таймера 4. Через определенный промежуток времени (например, 24 ч) блок управления 5 формирует сигнал, включающий питание на все остальные блоки и устанавливающий в нулевое состояние триггеры и счетчики блока памяти 3, блока регистрации 6 и коммутатора 8. Через следующий промежуток времени, необходимый для восстановления оптимального режима работы всех устройств (главным образом прогресс термодатчиков и электронной схемы), блок управления 5 формирует второй импульс, по которому коммутатор 8 подключает на вход блока регистрации 6 выход первого датчика и производит запись информации в блок памяти 3. Далее блок управления 5 формирует управляющие импульсы для опроса остальных датчиков и записи результатов в память через промежутки времени, позволяющие считать неискаженную информацию с датчиков. После записи информации от последнего датчика блок управления 5 отключает питание блоков регистрации 6 и датчиков 7, оставляя питание на остальных узлах. Затем весь цикл работы повторяется. Такое построение блоков термозонда характерно для термодатчиков, имеющих цифровой выход (например, термочувствительные автогенераторы или терморезисторы с АЦП). При применении термодатчиков с аналоговым выходом в качестве блока регистрации используются мостовые устройства или измерители напряжения, а в качестве памяти — различные самопишущие приборы. В последнем варианте автономного термозонда осуществлена цифровая запись информации непосредственно на ленту регистратора стандартного сейсмического осциллографа ИСО-2М. Питание осуществлялось от шести сухих элементов напряжением 1,5 В.

Измерительные зонды с передачей информации на поверхность по телеметрическому каналу предназначались для кратковременных измерений температуры в осадочных слоях водоема, для определения коэффициента теплопроводности осадков и отбора проб. В герметичном контейнере располагались блоки управления, согласования, коммутации и питания. Контрольно-измерительная и регистрирующая аппаратура располагалась на поверхности. Управление работой зонда в ручном и автоматическом режимах и считывание информации осуществлялись по телеметрическому каналу. Блок-схема телеметрического зонда представлена на рис. 4. В устройстве использовано временное разделение каналов с учетом временных защитных интервалов.

Термозонд работает следующим образом. При включении питания все триггеры и счетчики устройства сбрасываются в нулевое состояние, запускается таймер блока управления 4, который через определенный промежуток времени через линию связи 3 посылает управляющий импульс на вход контролирующего блока 6, последний через коммутатор 5 подключает в измерительную цепь первый датчик, при этом контролирующий блок 6 одновременно передает через линию связи 3 кодированный сигнал о правильности включения датчика. Информация, поступающая от первого термодатчика и контролирующего блока 6, регистрируется цифроречатающим устройством блока регистрации 7, после завершения приема информации от первого датчика блок управления 4 включает в измерительную цепь второй датчик, затем третий и т.д. После опроса всех датчиков и распечатки результатов измерений блок управления 4 формирует сигнал, подключающий в измерительную цепь снова первый датчик, но уже при включенном нагревателе, при этом контролирующий блок 6 непрерывно подтверждает информацию о включившемся датчике, а регистрация информации от первого датчика осуществляется через дискретные интервалы в течение времени, которое установил оператор на программаторе блока управления 4, по истечении этого промежутка времени блок

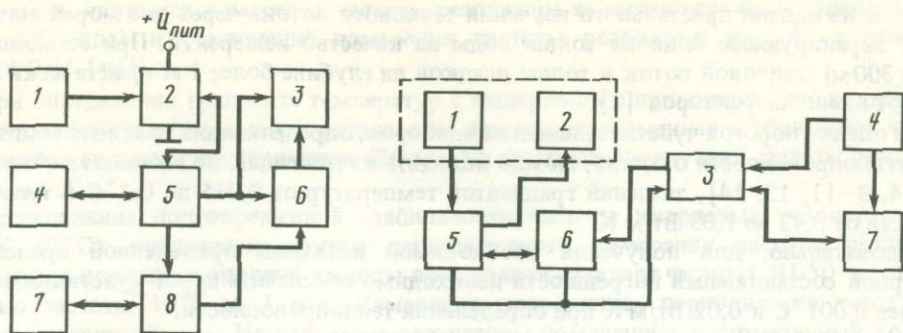


Рис. 3. Блок-схема термозонда для автономной записи результатов измерений

1 — источник питания; 2 — стабилизатор напряжения; 3 — блок памяти; 4 — таймер; 5 — блок управления; 6 — блок регистрации; 7 — блок датчиков; 8 — коммутатор

Рис. 4. Блок-система телеметрического зонда

1 — блок датчиков; 2 — блок нагревателей; 3 — линия связи; 4 — блок управления; 5 — коммутатор; 6 — контролирующий блок; 7 — регистрирующее устройство

управления 4 включает в измерительную линию второй датчик, также с включенным нагревателем и т.д.

Кроме термодатчиков, в телеметрическом зонде использовался инклинометр, информация от которого поступала так же, как и от термодатчиков. Все это позволило существенно повысить надежность работы зонда и достоверность получаемой информации. На основе использованных устройств в настоящее время разработаны модифицированные зонды длиной 8 и 9 м, а также плавсредство для работы на шельфе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Артеменко В.И., Маловицкий Я.П. Морская геотермическая съемка. М.: Недра, 1979. 103 с.
2. Голубев В.А. Геотермия Байкала. Новосибирск: Наука, 1982. 150 с.
3. Ильин В.А. Телеуправление и телеизмерение. М.: Энергоиздат, 1982. 559 с.
4. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 224 с.
5. Gerard R., Langseth M.I., Jr., Ewing M. Thermal gradient measurements in the water and bottom sediment of the Western Atlantic // J. Geophys. Res. 1962. Vol. 67, N 2. P. 785-803.

УДК 681.518.3:550.361

В.Г. Золотарев, В.В. Сочельников, В.А. Тарасевич,  
Я.Д. Толопко, В.Н. Хомич

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МОРСКИХ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ "ПОТОК"

Геотектонические явления — следствие процессов, которые развиваются в глубинных горизонтах земных недр. Причина и механизм этих процессов еще далеко не ясны. Все большую роль в их изучении приобретают знания динамических и энергетических параметров на больших глубинах. В этом аспекте важнейшими представляются исследования температурного режима глубинных горизонтов и распределение тепловых потоков. Эти данные необходимы для понимания внутреннего энергетического механизма земных недр и его связи с тектогенезом дна океана.

Одной из причин пристального изучения теплового потока через дно морей является также экранирующее влияние толщи воды на качество измерений. При ее мощности (более 300 м) тепловой поток в толще осадков на глубине более 1 м практически не зависит от внешних факторов [1].

При оценке порогов чувствительностей приборов, определяющих градиент температуры и теплопроводности осадков, можно исходить из типичных, по мнению многих авторов [4, 9–11, 13, 14], значений градиентов температур от 0,015 до 0,3 °С и теплопроводности от 0,42 до 1,05 Вт/м К.

Следовательно, для получения необходимой величины приведенной предельной приборной составляющей погрешности необходимо обеспечить порог чувствительности не более 0,001 °С и 0,02 Вт/м К при определении теплопроводности.

Учитывая жесткие требования к энергогабаритным параметрам автономных термозондов и к надежности измерений, а также к периодичности поверок и к условиям эксплуатации в морских экспедициях, в качестве первичных преобразователей температуры были выбраны термочувствительные кварцевые резонаторы, хотя построение и идеология всего комплекса позволяют применять любые частотно-модуляционные преобразователи температуры.

Выбор кварцевого термочувствительного резонатора для погружного термозонда является многоплановой задачей [2]. С одной стороны, желательно применять термодатчики с наилучшими метрологическими характеристиками, а с другой — датчики с минимальными инерционностью и поперечным сечением. Значительное поперечное сечение датчика затрудняет внедрение его в осадки и вызывает повышенный разогрев резонаторов за счет трения. Вместе с тем увеличиваются ударные нагрузки, возникающие в момент начала внедрения.

Инерционность датчика снижает производительность измерений за счет увеличения времени эксперимента. Если во время внедрения датчик разогревается на 0,5 °С и допустимое возмущение температуры не должно превышать 0,001 °С, то время выдержки составит: а) для кварцевого термочувствительного резонатора в металлизированном корпусе с инерционностью в спокойной воде 20–124 с ( $\approx 2$  мин); б) для кварцевого термочувствительного резонатора в вакуумированном стеклянном корпусе с инерционностью в спокойной воде 90–559 с ( $\approx 9$  мин). Поперечное сечение герметизированного кварцевого термодатчика в корпусе составляет 50 мм<sup>2</sup>, а у миниатюрных вакуумированных термочувствительных кварцевых термодатчиков — 85 мм<sup>2</sup>.

Таким образом, для датчика температуры в погружном термозонде более подходит кварцевый резонатор в корпусе.

По литературным данным [3, 7], герметизированные малоинерционные кварцевые термочувствительные резонаторы в корпусе могут обеспечить порог чувствительности порядка  $10^{-4}$  К и имеют погрешность градуировки 0,02 К, что вполне соответствует требованиям к термозонду. Однако изучение нормативной документации показало, что их характеристики значительно уступают литературным данным. Так, резонаторы кварцевые термозависимые РТ04МА-5000 кГц имеют следующие основные характеристики: а) частота генерации 5000 кГц; б) точность настройки резонатора, проверяемая при температуре настройки  $273 \pm 0,5$  К, не хуже  $\pm 100 \cdot 10^{-6}$ ; в) среднее измеренное частоты на 1 К в интервале рабочих температур от 213 до 398 К не менее 160 и не более 20 Гц/К; г) относительное изменение рабочей частоты резонаторов в течение 10 000 ч работы в пределах срока сохраняемости (10 лет) при их эксплуатации в режимах и средах, допускаемых техническими условиями, не должно превышать  $\pm 100 \cdot 10^{-6}$  от значения при приемке; д) номинальная мощность, рассеиваемая на резонаторе, 0,3 мВт, предельно допустимая — 1 мВт. Отсюда следует, что серийный кварцевый резонатор в корпусе не обеспечивает точность измерения температуры более 0,02 °С.

Анализ погрешностей измерения температуры и разности температур показывает, что необходимы дополнительные сведения о свойствах параметров термозависимых кварцевых резонаторов. Так, при измерении абсолютной температуры важными параметрами

резонатора являются измерение частоты резонатора за межповерочный период (например, 0,5 года) и отклонение измерения частоты резонатора на 1 К с точностью  $\Delta F_n \pm 0,01$  Гц/К.

При определении градиента температур с выдержкой в придонном слое воды важными являются такие параметры резонатора, как кратковременная стабильность частоты резонатора за время эксперимента (30 мин) и быстрые флуктуации частоты резонатора за время 10 с.

Исследование долговременной стабильности частоты кварцевых резонаторов при 273 К (0°С) проводилось путем периодического измерения частоты резонатора. В качестве источника опорной частоты применялся стандарт частоты Ч1-50 со стабильностью частоты  $10^{-9}$  за 1 год. Измерения проводились периодически через 2 мес на протяжении 18 мес. Исследуемые резонаторы помещались в герметичный корпус и погружались в прибор тройной точки воды. Работа от внешнего генератора обеспечивает погрешность измерения частоты  $10^{-9}$  и погрешность отсчета  $2 \cdot 10^{-8}$ , т.е. практически  $\pm 0,1$  Гц. Исследованию подвергалось 30 резонаторов. В результате установлено, что максимальное отклонение частоты кварцевого термочувствительного резонатора за 1,5 года не превышает  $5 \cdot 10^{-6}$ , или 25 Гц, что обеспечивает погрешность измерения температуры за счет изменения частоты резонатора при 273 К не более 0,14 К.

Исследования быстрых (10 с) изменений частоты и кратковременных изменений частоты кварцевых резонаторов проводились одновременно. Резонаторы помещались в прибор тройной точки воды, и через 11 с на протяжении 30 мин производились измерения.

Данные обрабатывались следующим образом. Для серии измерений на протяжении 30 мин по методу наименьших квадратов определялось изменение частоты за 30 мин и представлялось в виде линейной функции времени (или номера измерений). Для каждого резонатора проводилось восемь измерений по 30 мин. Установлено, что для 50% исследуемых резонаторов изменение частоты за 30 мин не превышает  $3 \cdot 10^{-8}$ , или 0,15 Гц, а остальных — не более  $1 \cdot 10^{-7}$ , или 0,5 Гц.

Величина быстрых (10 с) изменений частоты оценивалась по результатам измерений с учетом кратковременных изменений частоты за период эксперимента (30 мин). Среднеквадратичное отклонение частоты определялось по формуле Бесселя

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_i)^2}{n-1}},$$

где  $x_i$  — значение частоты  $i$ -го измерения;  $\bar{x}_i$  — значение частоты с учетом кратковременных изменений;  $n$  — количество измерений.

Испытуемые датчики по среднеквадратичному отклонению частоты за 10 с можно разделить на три группы: первая состоит из 12 резонаторов со среднеквадратичным отклонением частоты  $\sigma = 0,3$  Гц; вторая — из 10 резонаторов со среднеквадратичным отклонением частоты  $\sigma = 0,8$  Гц; третья — из 8 резонаторов со среднеквадратичным отклонением частоты  $\sigma = 1,2$  Гц. Среднеквадратичная ошибка измерения разности температур за счет влияния быстрых изменений частоты резонатора для первой группы составила 0,0007 К, для второй — 0,002 К, для третьей — 0,003 К. Предельная погрешность определения разности температур для первой группы — 0,002 К, для второй — 0,006 К, для третьей — 0,01 К.

Исследование быстрых изменений температуры проводилось также при 293 К (20°С). Для этого резонаторы помещались в термостат. После стабилизации температуры термостата проводилась серия измерений на протяжении 30 мин. Обработка результатов проводилась аналогично. Получены такие же среднеквадратичные отклонения, как при 273 К (0°С), что указывает на слабую зависимость быстрых изменений частоты от температуры резонатора в диапазоне 273–293 К.

Проведенные исследования показывают, что применение кварцевых резонаторов для построения термозонда вполне допустимо. Отбор резонаторов, согласно описанной выше методике, позволяет снизить погрешность градиентных измерений почти на порядок.

В основе измерения температуры в комплексе "Поток" лежит выделение разности частот опорного генератора  $f_0$  и генератора с термочувствительным кварцем для каждого канала. Разность частота  $F_i = f(t^0)$  каждого измерительного канала поступает на соответствующий выход четырехканального частотомера, в котором подсчитывается количество импульсов  $N_i$  за определенное время, а код этого числа запоминается в ЗУ. Отсчеты производятся одновременно в каждом канале через равные промежутки времени. По полученному значению  $N$ , записанному в памяти зонда, значение температуры  $t^0$  определяется из выражения

$$t^0 = \frac{N/t_{\text{и}} - F_0 + f_0}{\alpha F_0},$$

где  $t_{\text{и}}$  — время измерения (задается 5 или 10 с);  $F_0$  — частота измерительного генератора при  $t^0 = 273$  К;  $\alpha$  — чувствительность термодатчика в 1/град.

При измерениях частота опорного генератора во всем диапазоне определяемых температур выбрана ниже частоты измерительного генератора ( $f_0 < 4999,2$  кГц).

Погрешность измерения температуры  $\Delta t^0$  при помощи контактных средств измерения в общем виде выражается так:

$$\Delta t^0 = \Delta t_3^0 + \Delta t_{\text{н}}^0 + \Delta t_r^0 + \Delta t_{\text{п}}^0 + \Delta t_{\text{и}}^0,$$

где  $\Delta t_3^0$  — погрешность измерения температуры, вызванная отводом тепла через зонд;  $\Delta t_{\text{н}}^0$  — погрешность измерения температуры, вызванная изменением во времени характеристик термочувствительного датчика;  $\Delta t_r^0$  — погрешность измерения температуры, вызванная неточностью определения градуировочных характеристик термодатчика;  $\Delta t_{\text{п}}^0$  — погрешность измерения температуры, вызванная перегревом датчика в рабочем режиме;  $\Delta t_{\text{и}}^0$  — погрешность измерения температуры за счет неточного измерения термозависимого параметра (в данном случае частоты).

Составляющие  $\Delta t_3^0$  и  $\Delta t_{\text{п}}^0$  являются методическими погрешностями и при всех измерениях будут иметь почти постоянное значение, причем, по литературным данным, часть авторов пренебрегают погрешностью  $\Delta t_3^0$ , а  $\Delta t_{\text{п}}^0$  не сказывается на погрешности измерения разности температур, так как она одинакова у всех датчиков термозонда. Влияние  $\Delta t_{\text{н}}^0$ ,  $\Delta t_r^0$  и  $\Delta t_{\text{и}}^0$  может быть представлено через соответствующие погрешности: номинальной частоты термозависимого кварцевого генератора  $\delta F_0$ , коэффициента термочувствительности  $\delta \alpha$  и измерения частоты  $\delta F(t^0)$ .

Учитывая, что  $F_{\text{и}} - f_0 \leq F_{\text{и}}$  и что  $t_{\text{и}}$  задается от стабильного кварцевого генератора с нестабильностью порядка  $5 \cdot 10^{-6}$ , погрешность измерения температуры будет определяться по следующей формуле:

$$\Delta t^0 = \Delta t_0^0 + \frac{1}{\alpha F_0} \Delta F(t^0) + \frac{1}{\alpha F_0} \frac{F(t^0)}{F_0} \Delta F_0 + \frac{F(t^0) - F_0}{\alpha F_0} \frac{\Delta \alpha}{\alpha},$$

где  $\Delta t_0^0$  — погрешность нулевой реперной точки температуры (по современным данным, для тройной точки воды не превышает  $\pm 0,0005$  °С);  $\Delta F(t^0)$  — погрешность измерения частоты термочувствительного измерительного генератора;  $\Delta F_0$  — погрешность определения частоты при нулевой температуре при градуировке датчика;  $\Delta \alpha$  — погрешность определения крутизны преобразования при градуировке датчика.

Для температурного диапазона от  $-4$  до  $+12$  °С и при минимальной чувствительности датчика 160 Гц/К максимальную погрешность определения абсолютного зна-

чения температуры находим по формуле

$$\Delta t_{\max}^0 = \frac{1}{32} \cdot 10^6 [\delta F(t^0) + \delta F_0] + 12 \delta \alpha.$$

Определенные трудности возникают при измерении разности температур в различных точках расположения термодатчиков по длине зонда. По следующим формулам могут быть определены разность температур  $Dt^0$  как разность частот двух датчиков зонда:

$$Dt^0 = t_1^0 - t_2^0 = \frac{F(t_1^0) - F_{01}}{\alpha_1 F_{01}} - \frac{F(t_2^0) - F_{02}}{\alpha_2 F_{02}}$$

и погрешность определения разности температур:

$$\Delta(Dt^0) = \frac{1}{\alpha_1} [\delta F(t_1^0) + t_{\max}^0 \Delta \alpha_1 + \delta F_{01}] + \frac{1}{\alpha_2} [\delta F(t_2^0) + t_{\max}^0 \Delta \alpha_2 + \delta F_{02}].$$

Даже с учетом компенсирующихся составляющих при времени измерения 10 с, при погрешностях  $\delta F(t_{1,2}^0) = 10^{-6}$ ,  $\Delta \alpha = 5,5 \cdot 10^{-8}$ ,  $\delta F_{01,2} = 8 \cdot 10^{-7}$  погрешность измерения разности температур составит всего 0,02 К.

Если подобрать датчики по коэффициенту  $\alpha$  с точностью 2%, то эта погрешность может быть уменьшена до 0,01 К. Для уменьшения доли погрешности измерения, обусловленной долговременной нестабильностью опорного и термозависимых кварцев, и во избежание довольно частой трудоёмкой тарировки перед каждым экспериментом необходимо до внедрения термозонда в придонные осадки выдержать его некоторое время в воде около дна и произвести несколько измерений температуры воды. В таком случае разность температур  $D_1 t^0$  датчиков зонда определяется по формуле

$$D_1 t^0 = \frac{F(t_1^0) - F(t_{B1}^0)}{\alpha_1 F_{01}} - \frac{F(t_2^0) - F(t_{B2}^0)}{\alpha_2 F_{02}} = \frac{1}{t_u} \left( \frac{N_{B1} - N_{01}}{\alpha_1 F_{01}} - \frac{N_{B2} - N_{02}}{\alpha_2 F_{02}} \right),$$

где  $F(t_1^0), F(t_2^0)$  — соответствующие частоты измерительных генераторов 1 и 2, внедренные в осадки;  $F(t_{B1}^0), F(t_{B2}^0)$  — соответствующие частоты измерительных генераторов 1 и 2 в придонном слое воды;  $N_{B1}, N_{01}, N_{B2}, N_{02}$  — коды чисел, соответствующие частотам  $F(t_{B1}^0), F(t_1^0), F(t_{B2}^0), F(t_2^0)$ .

Погрешность определения разности температур в этом случае будет

$$\Delta(D_1 t^0) = \frac{1}{\alpha_{\min}} (4\delta F'_{1,2} + 0,2\delta F'') + (t_1^0 - t_B^0)(\delta \alpha_1 - \delta F_{01}) + (t_2^0 - t_B^0)(\delta \alpha_2 + \delta F_{02}),$$

где  $\delta F'_{1,2}$  — погрешность отсчета при измерении частоты опорного генератора (при времени измерения 10 с составит  $2 \cdot 10^{-8}$ );  $\delta F''$  — кратковременная (на протяжении 25 мин эксперимента) нестабильность опорного генератора;  $\delta \alpha_{1,2}$  — относительная погрешность определения крутизны характеристики ( $\Delta \alpha = 7,8 \cdot 10^{-8}$  1/град составит  $2,4 \cdot 10^3$ );  $\delta F_{01,2}$  — погрешность определения частот измерительных генераторов при нулевой температуре плюс учет дрейфа этой величины ( $\approx 1 \cdot 10^{-5}$ ).

Оценка погрешности измерения разности температур дает около  $5 \cdot 10^{-3}$  для вышеприведенных значений параметров. Следует указать на большое влияние погрешности отсчета и погрешности определения коэффициента  $\alpha$ .

При создании аппаратного комплекса особое внимание уделялось методике и аппаратуре определения метрологических характеристик измерительных систем. В таблице приведены значения основных погрешностей определения абсолютных и относительных температур в зависимости от используемого парка поверочно-измерительной аппаратуры.

Как видно из таблицы, применяя серийные средства измерений, можно получить необходимые метрологические параметры. Однако наряду с достаточно подробно

Погрешности определения абсолютных и относительных температур

Погрешность опорного генератора	Погрешность определения чувствительности, $1/^\circ\text{C}$				
	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$
Погрешность определения температуры, $^\circ\text{C}$					
$1 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$8,6 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-7}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$
$1 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$
$1 \cdot 10^{-4}$	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1

Пр и м е ч а н и е. При применении для градуировки стандарта частоты типа Ч1-50, тройной точки воды и времени измерения 10 с погрешность может быть доведена до  $2 \cdot 10^{-3}$ .

разработанной методикой тарировки датчиков имеются определенные трудности при проверке системы в целом. Предполагается в лабораторных условиях прокалибровать термозонд по реперным точкам температур в однородных средах с известной теплопроводностью, а затем при натуральных испытаниях на хорошо изученных в термальном отношении полигонах с использованием известных приборов измерения градиентов температур в качестве контрольных произвести оценку возможностей комплекса в целом. Также очень полезной оказалась практика определения крутизны преобразования измерительных каналов термозонда путем измерения температуры на различных глубинах ниже термоклина с контролем температуры глубинным термометром. При такой калибровке значительно уменьшается количество дестабилизирующих факторов, а при горизонтальном расположении термозонда градиент температуры становится нулевым, чего невозможно достичь в лабораторных условиях.

Принцип действия аппаратуры комплекса тепловых измерений "Поток" основан на измерении при помощи термозонда, внедряемого в придонные осадки, температур грунта по четырем датчикам в течение 32 мин, оперативном запоминании информации от этих датчиков в памяти термозонда, определении теплопроводности осадков по пробам грунта, взятым в точке измерения температуры, с помощью прибора БОТ (блок определения теплопроводности), перезаписи этой информации в блок подготовки данных, а также на обработке, кодировании и последующей записи обработанной информации на магнитную ленту. Для математической обработки информация с магнитной ленты вводится в ЭВМ, где по определенному алгоритму подсчитывается геотермический градиент, определяется тепловой поток с учетом коэффициента теплопроводности грунта и другой априорной информации.

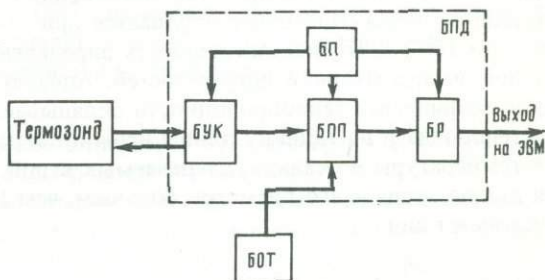
Функциональная схема комплекса тепловых измерений приведена на рисунке. БПД и БОТ — это наземные приборы, предназначенные для работы в полевых лабораториях, а собственно термозонд — автономное погружаемое устройство. Рассмотрим подробнее его структуру.

Термозонд состоит из двух основных частей — измерительной (аналоговой) и цифровой, а также из работающего от внутреннего аккумулятора и формирующего необходимые напряжения для питания термозонда. Программирование работы термозонда осуществляется дистанционно по кабелю, соединяющему термозонд с БПД, в состав которого входит БУК. Программа набирается на передней панели БУК и вводится в программное устройство термозонда. Программа работы термозонда сохраняется при отключении кабеля и полном обесточивании термозонда. Для включения термозонда в рабочий (измерительный) режим по соединительному кабелю от БУК в термозонд посылается сигнал пуска, который включает цифровую часть термозонда. Таймер, являющийся частью управления, начинает отсчет времени, и за 10 мин до момента начала рабочего (измерительного) цикла включается аналоговая часть термозонда. Это исключает влияние переходных процессов, связанных с вхождением в режим изме-

рительной части, на показания датчиков в начале измерительного процесса. По истечении запрограммированного для термозонда времени начинается работа в измерительном режиме, который длится 32 мин. За это время проводится 20 дискретных измерений температуры по четырем датчикам и регистрация результатов измерений в памяти термозонда. Первые восемь измерений — с дискретностью 1 мин, остальные 12 — с дискретностью 2 мин. Цифровая часть термозонда преобразует температуры датчиков в частоту электрических сигналов. Измерение частоты всех измерительных каналов осуществляется блоком измерительных счетчиков в цифровой части термозонда по всем каналам одновременно. Время измерения частоты составляет 10 с. Это позволяет производить измерение с точностью до 0,1 Гц, что соответствует дискретности регистрации температуры 0,0005 К.

**Функциональная схема комплекса "Поток"**

БП — блок питания; БПД — блок подготовки данных; БУК — блок управления и контроля; БПП — блок промежуточной памяти; БР — блок регистрации; БОТ — блок определения теплопроводности



Информация, зафиксированная в четырех измерительных счетчиках, при помощи устройства перезаписи пересылается в блок запоминающих устройств (БЗУ). Перезапись происходит последовательно канал за каналом по командам устройства управления. Память БЗУ объемом 1280 бит позволяет записать в нее 80 слов по 16 разрядов. После записи последнего, 80-го слова в память БЗУ измерительный цикл заканчивается, цифровая часть термозонда отключается, генератор тактовых импульсов (БТИ) блокируется. Термозонд переходит в режим хранения информации. Чтение записанной информации осуществляется после установки программного устройства термозонда в режим чтения. Установка производится дистанционно на передней панели БУК. Чтение информации происходит в последовательном коде, словами по 16 бит по сигналам запроса от БПЦ. Передача информации по соединительному кабелю в БПД организована тактовыми посылками, генерируемыми передающим устройством. Проверка работоспособности термозонда осуществляется при помощи встроенной системы контроля термозонда совместно с БУК. Установка термозонда в режим контроля производится дистанционно, с передней панели БУК. Работа схемы термозонда в режиме контроля происходит автоматически в два этапа: первый этап — автоматическая запись контрольных кодов в память БПД через устройство перезаписи, второй — считывание записанной информации в БУК, где осуществляется контроль и сравнение полученной информации с тестовыми кодами. В конце режима контроля сигнализация БУК индицирует для оператора результаты проверки.

Блок измерительный (БИ) предназначен для преобразования измерений температуры кварцевых датчиков в частоту электрических сигналов. Он работает совместно с термочувствительными кварцевыми резонаторами РТО4МА-5000 кГц, являющимися температурными датчиками. БИ формирует напряжение прямоугольной формы с уровнями блока измерительных счетчиков. Частота выходного напряжения пропорциональна температуре датчика. Максимальная выходная частота не превышает 41 кГц.

Существует ряд методов измерения теплопроводности веществ — это метод выпаривания, статистический метод и метод разогрева или охлаждения. Наиболее удобным для полевых условий является метод разогрева. Основой этого метода является теория регулярного режима теплопроводности, связывающая время охлаждения или нагрева с физическими свойствами тела [8]. Рядом авторов разработано несколько разновидностей метода [5, 6], сущность которых заключается в том, что образцы осадков до-

тавляются на поверхность и в них внедряется игольчатый зонд, разогреваемый заданным количеством тепла. По скорости разогрева зонда судят о теплопроводности осадков. Термозонд, используемый для этой цели, выполняется в виде шарика [5] или иглы [6]. Поскольку погрешности обоих методов примерно равны, в комплексе "Поток" используется, как более технологичный и производительный, метод игольчатого зонда.

При определении коэффициента теплопроводности  $\lambda$  измерения производят в тех же точках, в которых записывается величина геотермического градиента  $\partial T/\partial z$ . Эту привязку обеих компонент теплового потока  $\partial T/\partial z$  и  $\lambda$  необходимо строго выдерживать для каждой станции теплового потока ввиду их чрезвычайной изменчивости от места к месту под влиянием многочисленных факторов.

Методическая погрешность этого метода связана с разрывом непрерывности однородной среды осадков в месте проникновения в них игольчатого зонда, а также с конечной длиной зонда. Последнее ощущается при отношении длины иглы к диаметру меньшей, чем 100 : 1. Полная погрешность определения теплопроводности состоит из региональной и аппаратурной погрешностей. Аппаратурная погрешность каждого определения коэффициента теплопроводности складывается из погрешности определения удельной теплоотдачи на единицу длины иглы и погрешности определения скорости повышения температуры в осадках, нагреваемых иглой. Было показано [12], что при отношении длины зонда к его диаметру большем, чем 100 : 1, решение уравнения теплопроводности имеет вид

$$T(r, t) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda} \ln t + A,$$

где  $A = Q_0/4\pi\lambda \ln(4a^2/cr^2)$  — постоянная величина;  $Q_0$  — удельная мощность нагревателя;  $a$  — температуропроводность среды;  $c = 1,7811$  — постоянная Эйлера;  $r$  — расстояние от иглы;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности осадков.

При постоянной известной мощности источника  $Q_0$  график  $T(t)$  представляет собой прямую линию, если время взято в логарифмическом масштабе. Коэффициент теплопроводности определяется углом наклона прямой  $T(\ln t)$ :

$$\lambda = \frac{Q_0 \ln(t_2/t_1)}{4\pi(T_2 - T_1)}.$$

Датчик БОТ в комплексе "Поток" представляет собой медный термометр сопротивления, помещенный в тонкую (диаметром 0,9 мм) металлическую трубку, погружаемую в измеряемую среду. Он включен в одно плечо мостовой измерительной схемы. В режиме балансировки на мост подается низкое напряжение питания, при котором практически отсутствует разогрев датчика, что позволяет провести начальную балансировку мостовой схемы. В рабочем режиме на мост подается рабочее напряжение питания (около 12 В), при котором происходит разогрев датчика. Напряжение разбаланса мостовой схемы преобразуется АЦП, и сигнал с его выхода поступает на выход счетчика, где фиксируются значения, пропорциональные приростам температуры за заданные формирователем интервалов временные интервалы. Эти значения поступают в логическое устройство, где после соответствующих вычислений подаются на индикатор. Работа блока синхронизируется и управляется формирователем интервалов. Значения, пропорциональные приростам температуры, выводятся на разъем "выход" для записи в БПД.

Обработка результатов производится по формуле

$$\lambda = \frac{A}{\Delta T} + B,$$

где  $\lambda$  — теплопроводность исследуемых рыхлых осадков;  $A$  — постоянная блока, определяемая в результате градуировки;  $\Delta T$  — число, пропорциональное приросту темпе-

ратуры датчика за первый измерительный интервал;  $B$  — постоянная блока, определяемая в результате градуировки.

Значения постоянных  $A$  и  $B$  блока рассчитываются по формулам

$$A = A_{и} \frac{\lambda_{01} - \lambda_{02}}{\lambda_1 - \lambda_2}; \quad B = \lambda_{01} - A \frac{\lambda_1 - B_{и}}{A_{и}}$$

где  $\lambda_1$  — измеренная теплопроводность первого образца;  $A_{и}$  — исходное значение постоянной блока;  $\lambda_2$  — измеренная теплопроводность второго образца;  $\lambda_{01}$  — значение теплопроводности эталона, применяемого в качестве первого образца;  $\lambda_{02}$  — значение теплопроводности эталона, применяемого в качестве второго образца;  $B_{и}$  — исходное значение постоянной блока.

Определение основной погрешности БОТ проводится путем сличения показаний блока при измерении теплопроводности эталона с его паспортными данными.

Абсолютная погрешность блока определяется по формуле

$$\Delta\lambda = \lambda_{и} - \lambda_0,$$

где  $\Delta\lambda$  — основная абсолютная погрешность прибора;  $\lambda_{и}$  — измеренное блоком значение теплопроводности;  $\lambda_0$  — значение теплопроводности эталона.

Основная абсолютная погрешность определяется в трех точках диапазона измерения прибора: в начале, середине и в конце диапазона (ориентировочно 0,9, 1,6 и 1,8 Вт/м К). Погрешность не должна превышать значений, рассчитанных по формуле

$$\Delta\lambda' \leq 0,05 \lambda + 0,03 (\lambda - 0,8),$$

где  $\Delta\lambda'$  — основная допустимая абсолютная погрешность блока;  $\lambda$  — измеряемая теплопроводность.

Дополнительная абсолютная погрешность измерения теплопроводности определяется по формуле

$$\Delta\lambda'_g = | \Delta\lambda^* - \Delta\lambda |,$$

где  $\Delta\lambda'_g$  — дополнительная абсолютная погрешность определения теплопроводности от изменения температуры;  $\Delta\lambda^*$  — абсолютная погрешность измерения теплопроводности в рабочих условиях блока измерения теплопроводности;  $\Delta\lambda$  — основная абсолютная погрешность измерения теплопроводности.

Значения дополнительной абсолютной погрешности измерения теплопроводности не должны превышать 0,05 Вт/м К.

Блок определения теплопроводности может быть использован не только в составе комплекса "Поток", но и как автономный прибор. В 1984 г. в 7-м рейсе НИС "Академик Мстислав Келдыш" были проведены экспериментальные исследования прибора БОТ совместно с эталонной выпаривающей камерой, которые показали хорошую сходимость результатов. Ниже приведены технические данные комплекса "Поток", подтвержденные многократным использованием в морских условиях:

Диапазон температуры, °С	-4 — +18
Диапазон градиента температуры, °С	$5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}$
Порог чувствительности измерителей, °С:	
градиента температуры	0,002
абсолютного значения температуры	0,2
Погрешность определения градиента, °С	0,005
Погрешность определения температуры, °С	0,4
Диапазон значений теплопроводности, Вт/м К	0,8—2,1
Основная погрешность измерения теплопроводности, %	+5
Дополнительная погрешность, %	$\pm 1\%$ на 10 °С
Длина термозонда, мм:	
контейнера	1100 ± 10
иглы	2500 ± 10
Вес термозонда без грузов, кг	40 ± 2
Количество циклов измерений без подзарядки аккумуляторов	3—4

В ФМИ АН УССР изготовлены экспериментальные образцы комплексов "Поток". Были проведены натуральные испытания двух термозондов. Экспериментальный образец комплекса "Поток" прошел пробную промышленную эксплуатацию в ходе геотермического рейса Южного отделения ИОАН СССР на НИС "Ай-Петри" в северо-восточной части Черного моря, где выполнено более 50 измерений. На основании этих работ методика и комплекс аппаратуры "Поток" внедрены в тресте "Южморнефтегаз-геофизразведка" Министерства газовой промышленности СССР.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Артеменко В.И. Методика и результаты опробования приповерхностной геотермической съемки на море//Прикл. геофизика. 1976. Вып. 82. С. 125–130.
2. Гончарский В.Н., Тарасевич В.А., Толопко Я.Д. и др. Исследование резонаторов кварцевых термозависимых для применения в комплексе измерения теплового потока через дно морей: Тез. докл. конф. "Температура-84". Львов, 1984. С. 24–25.
3. Кварцевые резонаторы как высокоточные температурные датчики//Электронная техника. Сер. 9. 1968. Вып. 5. 75 с.
4. Любимова Е.А., Удинцев Г.Б. Измерение теплового потока через дно океана//Океанические исследования. М.: Наука, 1965. № 13. С. 77–83.
5. Любимова Е.А., Потова А.К. Применение метода шарового зонда к измерению теплопроводности донных отложений//Физика Земли. 1967. № 5. С. 37–46.
6. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 224 с.
7. Малов В.В. Пьезорезонансные датчики. М.: Энергия, 1978. 132 с.
8. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. М.: Высш. шк., 1980. 256 с.
9. Нефти и газы месторождений зарубежных стран/Под ред. В.И. Высоцкого. М.: Недра, 1977. 216 с.
10. Langseth M.G. Techniques of heat flow measurement through the ocean floor//Terrestrial heat flow. Wash. (D.C.): Acad. Sci., 1965. P. 1032–1041.
11. Lee W.K.H., Uyeda S. Review of heat flow data//Ibid. P. 930–943.
12. Von Herzen R.P., Maxwell A.E. The measurement of thermal conductivity of deep-sea sediments by a needle-probe methods//J. Geophys. Res. 1959. Vol. 64. P. 1557–1563.
13. Von Herzen R.P., Maxwell A.E., Strodgrass Y. Measurement and control in science and industry. Reirrol, 1962. Vol. 3. 278 p.
14. Young A., Monaghan P.H., Schwesberger R.T. Calculation of ages of hydrocarbons in oils//Phys. and Chem. Appl. Petrol. Geochem. 1977. N 4. P. 1134–1145.

УДК 550.836:551.35

В.В. Суетнов, Е.А. Никульшина

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОГО СЛОЯ В ДОННЫХ ОСАДКАХ ЮЖНОЙ ЧАСТИ БАРЕНЦЕВА МОРЯ

Успех в проведении поисково-разведочных работ в пределах морских акваторий с применением терморазведки во многом зависит от степени региональной изученности основных параметров нейтрального слоя донных осадков — его глубинного положения и температурного режима.

Теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение тепловых процессов, протекающих в водной толще и донных осадках морского шельфа в связи с обоснованием геотермосъемки, даны в ряде работ [1, 2, 5 и др.]. Здесь рассмотрены вопросы теплообмена и температурный режим водного слоя и границы вода — донные осадки. Отмечена важная роль в процессах массопереноса и распределении температуры конвективного (при наличии неустойчивой стратификации слоев как результата разной их плотности, вызванной температурными изменениями) и динамического (при наличии ветрового волнения) перемещений.

В общем случае температурный разрез водной толщи, подверженной годовым температурным изменениям, отличается неоднородностью по глубине и варьирует во времени. В поверхностных горизонтах этой толщи в весенний период формируется слой, характеризующийся скачком температуры (термоклин). Этот слой отличается повышенными градиентами физико-химических констант, содержанием кислорода и т.д. Термоклин отделяет вышележащую активную зону от располагающегося ниже застойного слоя. Наиболее контрастно выделенные в толще воды зоны проявляются летом, постепенно деградируя и затем разрушаясь осенью в связи с интенсивным перемешиванием, вызванным сильными штормами.

Температурный режим в слое донных осадков на глубинах 200–300 м формируется под влиянием контактного теплообмена на границе раздела вода – донные осадки. Вследствие различия в теплофизических свойствах воды и донных осадков на их границе наблюдается резкий температурный перепад (температура возрастает при переходе от придонных слоев к воде). Тепловое поле на 20–30 см выше границы раздела (при отсутствии конвективного охлаждения дна) имеет сходную картину с наблюдаемой в донных осадках, что чрезвычайно важно при проведении терморазведки в придонном слое воды [5].

Теоретическая оценка проникновения годовых температурных колебаний морской поверхности через водную толщу в придонные осадки дана в работе [2]. В расчетах, справедливых для морей умеренных широт, экранирующий водный слой принимался толщиной 10–300 м, размах температурных колебаний на поверхности составлял 9 °С. При этом, принимая во внимание затухающие колебания года в 300-метровой толще воды, был рассчитан коэффициент эффективной теплопроводности. В зависимости от толщины водного слоя глубина проникновения годовых колебаний температуры в донные осадки может достигать 15–20 м. Обычно такие значения глубины нейтрального слоя характерны для прибрежной зоны с толщиной водного слоя в первые метры.

Среди экзогенных источников тепла, оказывающих существенное воздействие на температурный режим донной поверхности, следует отметить течения и резкие колебания рельефа морского дна. Как было показано в работе [2], течение с температурой, отличающейся на 1 °С от температуры дна, может исказить нормальный тепловой режим до глубины 15 м. В ряде случаев ощутимое влияние на распределение температурного поля поверхности дна оказывает конвективное движение в слое придонных вод, вызванное неоднородностью донного рельефа, результатом которого является возникновение разности температур, а следовательно, плотности и давлений. При этом скорость перемещения жидкости прямо пропорциональна градиенту давлений и обратно пропорциональна ее вязкости. Ввиду практической несжимаемости жидкости происходит процесс компенсации притока холодной воды оттоком теплой. В работе [5] отмечено, что конвективный теплообмен локализуется всего лишь в тонком слое придонной воды.

Как показывает опыт, теоретическая проработка ряда затронутых вопросов далеко не всегда отвечает запросам практики. Рассчитанные значения характеристик зачастую значительно (до 25%) отличаются от реальных, установленных экспериментально. Такое положение является результатом недоучета ряда трудно выявляемых факторов и соответствующих допущений в математических моделях, в конечном итоге существенно влияющих на результирующую картину теплового режима морского дна. В связи с этим в основу исследования гидролого-геотермического режима шельфа арктических морей (в ракурсе выявления возможностей терморазведки), обладающего рядом слабо изученных специфических особенностей, был положен анализ экспериментальных данных, которые заключают в себе суммарную информацию о сложных термодинамических процессах, протекающих в контактной зоне вода – донные осадки.

Правомерность такого подхода стала очевидной в результате анализа материалов профиля теплового потока, выполненного в пределах шельфа Баренцева моря [4], температурный режим придонных осадков в пределах которого находится под воздействием мощных течений, развития криолизотозоны и наличия динамического полярного

фронта температур. Значения теплового потока на указанном профиле отличаются скачками от отрицательных  $-964 \text{ мВт/м}^2$  (ст. 2080) до контрастно высоких, достигающих  $687 \text{ мВт/м}^2$  (ст. 2027) при градиенте температуры, равном соответственно  $-0,73$  и  $0,55 \text{ }^\circ\text{С/м}$ . Полученные максимальные значения теплового потока по этому профилю в 3–4 раза превышают предельные величины, даже те, которые зафиксированы в пределах рифтовой зоны хребта Гаккеля [3]. Фоновый тепловой поток Баренцева моря достаточно спокойный и составляет  $40\text{--}54 \text{ мВт/м}^2$ .

В свете изложенного важнейшей задачей в проведении региональных геотермических исследований в целях оценки возможностей терморазведки в различных структурно-тектонических зонах является исследование глубины воздействия возмущающих тепловых факторов на эндогенный тепловой поток в придонных осадках. Немаловажным условием для применения терморазведки следует считать среднегодовую температуру и температурные колебания в пределах года в придонных осадках.

Для решения поставленных задач был проанализирован обширный гидрологический материал по Баренцеву морю.

Карта глубины залегания нейтрального слоя позволяет не только составить представление о динамике проникновения тепловых волн в донные осадки в пределах различных участков Баренцева моря, но и решить важный практический вопрос о принципиальной возможности использования терморазведки как экспрессного метода при поисках месторождений нефти и газа. В свете изложенного существенно также установить, для каких районов наиболее целесообразно применение той или иной модификации геотермической разведки.

При построении карты глубины залегания нейтрального слоя юга Баренцева моря (рис. 1) были использованы данные по температуре дна в различные месяцы 1984 г. с максимальными и минимальными ее значениями (рис. 2).

С учетом средней температуропроводности осадков, составляющей в среднем  $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ , глубина распространения затухающих гармонических колебаний рассчитывалась исходя из соотношения [7]

$$x = \frac{\ln \Delta t_0 - \ln \Delta t_x}{\sqrt{\pi/\alpha\tau}},$$

где  $\Delta t_0$  – размах температур на поверхности;  $\Delta t_x$  – удвоенная абсолютная погрешность измерения температуры;  $\alpha$  – температуропроводность;  $\tau$  – период колебаний температуры.

В измеренных величинах колебаний температуры дна с годовым периодом суммированы как периодически изменяющиеся, так и другие ее вариации экзогенной природы, в частности контролируемые мощными течениями, тепловой вклад которых в общий колебательный процесс может быть значителен.

Анализ данных по колебаниям температуры дна южной части Баренцева моря в общем показывает, как это и следует из теоретических предпосылок, сокращение ее амплитуды при увеличении глубины моря (рис. 3). Точки на графике получены путем составления гистограмм в целях выявления характерных значений глубины проникновения температурных колебаний при разной толщине водного слоя. На фоне общей тенденции к затуханию температурных колебаний на дне с возрастанием толщины покрывающих вод установлены и существенные отклонения (по экспериментальным данным), относящиеся главным образом к зонам интенсивных течений. Эти отклонения отмечены до глубины 350–400 м и достигают  $0,44 \text{ }^\circ\text{С}$ . Размах годовых колебаний на границе раздела дно – донные осадки южной части Баренцева моря колеблется от  $2,66 \text{ }^\circ\text{С}$  на глубинах около 50 м до  $0,00 \text{ }^\circ\text{С}$  при толщине водного слоя 300–400 м (в условиях отсутствия или слабых течений). В непосредственной близости от береговой линии в двух точках зафиксированы аномальные значения годовых колебаний температуры – соответственно  $4,02$  и  $5,93 \text{ }^\circ\text{С}$ , отвечающие глубинам моря в первые десятки метров.

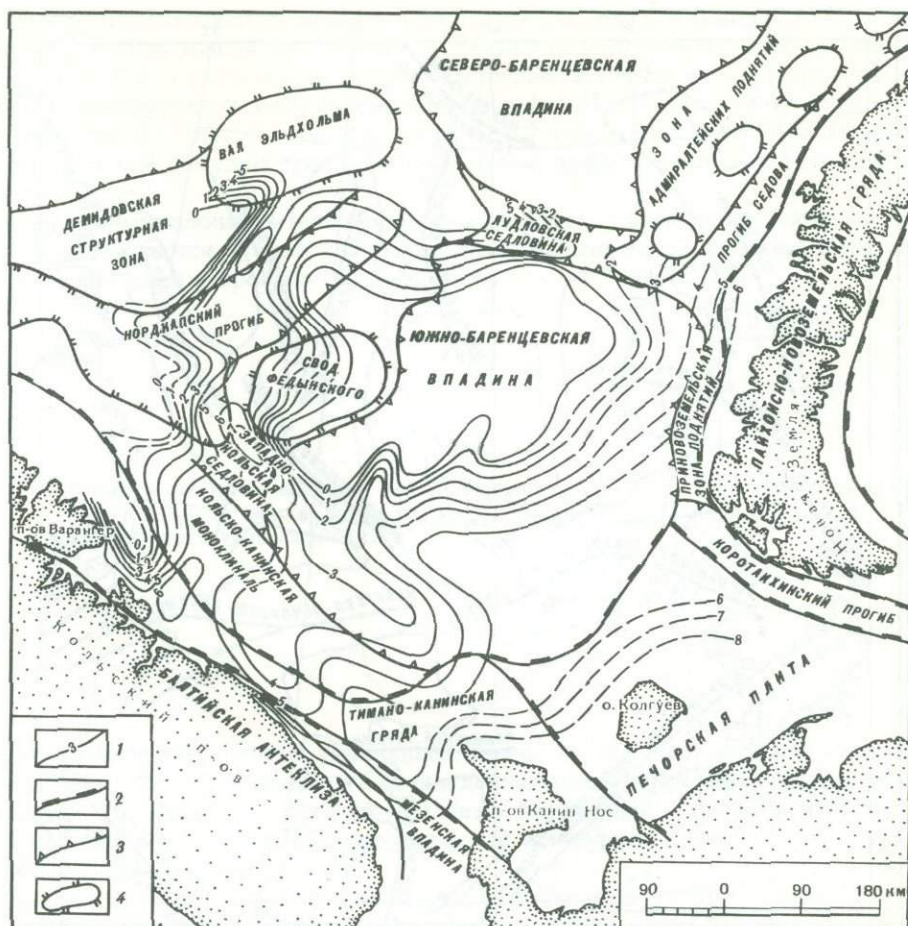


Рис. 1. Глубины залегания нейтрального слоя в донных осадках южной части Баренцева моря (по состоянию на 1984 г.)

1 — глубина залегания нейтрального слоя (м); границы структурно-тектонических элементов: 2 — надпорядковых, 3 — первого порядка, 4 — второго порядка

При составлении карты средней годовой температуры дна южной части Баренцева моря в качестве исходных материалов использованы вспомогательная карта распределения годовых амплитуд температуры за 1984 г. и замеры температуры донных осадков на уровне нейтрального слоя. Последние проводились с использованием методики определения теплового режима донных осадков по остаточной температуре грунта. В процессе построения карты средней годовой температуры дна указанной акватории отмечена хорошая увязка материалов донных замеров с данными по определению остаточной температуры керна [6].

Как показывает анализ построенных карт, наибольшая глубина залегания нейтрального слоя характерна для прибрежной мелководной зоны южной и юго-восточной частей Баренцева моря. В пределах Балтийской антеклизы, Мезенской впадины, Тимано-Канинской гряды, Печорской синеклизы и Кортаихинского прогиба ее значения составляют 5–8 м, а вблизи береговой линии — свыше 8 м (при глубинах моря 10–15 м). Глубина нейтрального слоя 5–6 м установлена в границах Кольско-Канинской моноклинали, переходной зоны от Печорской синеклизы к Баренцеву мегапрогибу и в Южно-Баренцевской впадине. Кроме того, такие же глубины нейтрального слоя отмечены в широкой полосе, заключенной между 33 и 36° в.д. (от

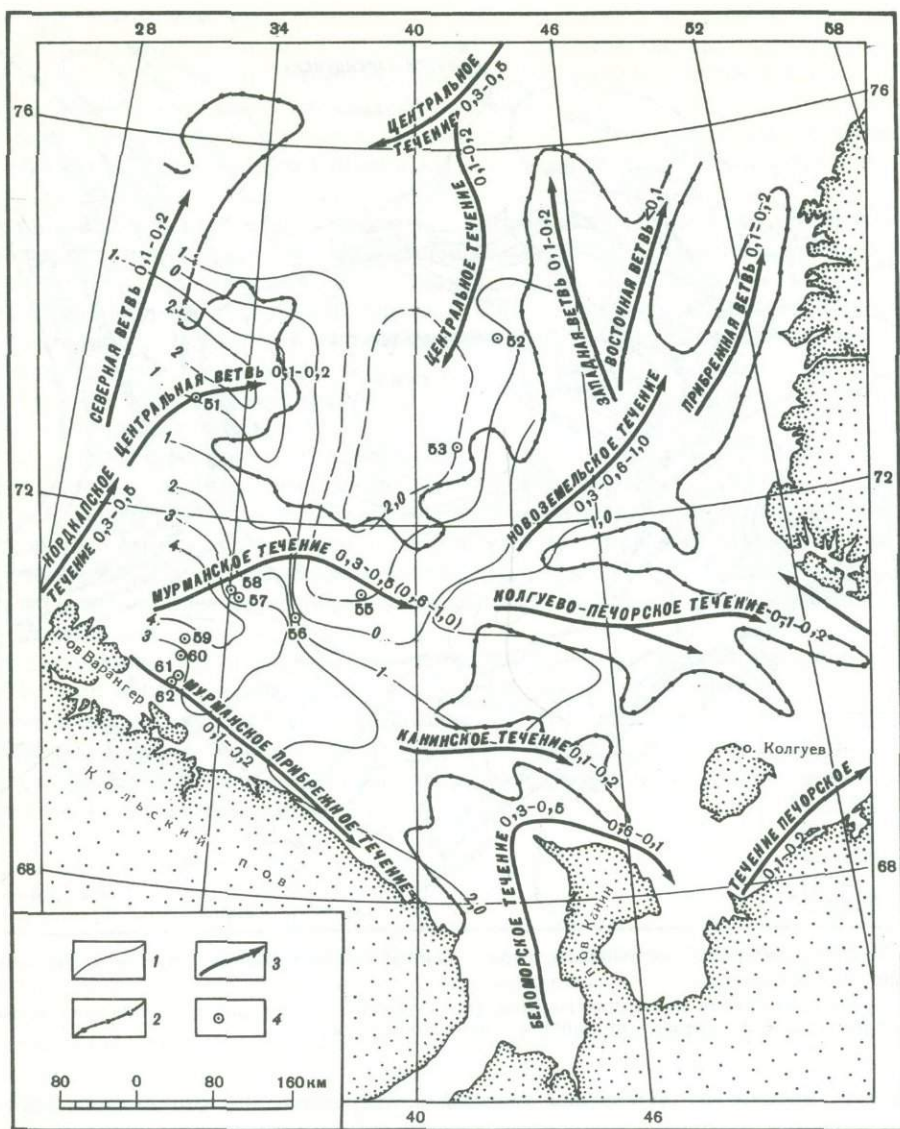


Рис. 2. Распределение температур нейтрального слоя в донных осадках южной части Баренцева моря (по состоянию на 1984 г.)

1 — температура нейтрального слоя ( $^{\circ}\text{C}$ ); 2 — граница теплых и холодных течений; 3 — направление и скорость (в узлах) течений; 4 — пункты контрольных измерений температуры нейтрального слоя

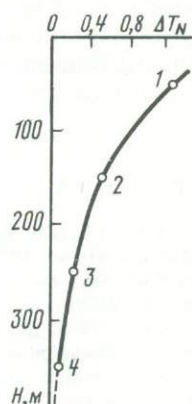
побережья Мурмана до  $74^{\circ}$  с.ш.). Эта область проходит через Кольско-Каннинскую моноклинали, Западно-Кольскую седловину, западную часть свода Федьинского, Нордкапский прогиб и распространяется далее, в направлении вала Эльдхольма. Зона с нейтральным слоем на глубине менее 5 м характерна для периферии Южно-Баренцевской впадины, значительная часть донных осадков которой не подвергнута воздействию экзогенных колебаний температуры.

При глубинах моря, достаточных для затухания поверхностных колебаний температуры в пределах Южно-Баренцевской впадины, ощутимое возмущение теплового поля придонных осадков вносят постоянные горизонтальные перемещения водных масс.

В восточной части это центральная ветвь Нордкапского течения (скорость 0,1–0,2 узла), на южной и юго-восточной периферии – Мурманское и Новоземельское течения, имеющие скорость 0,3–1 узел. В южной и юго-восточной частях Баренцева моря выделяются Мурманское прибрежное, Беломорское, Канинское и Печорское течения со скоростями соответственно 0,1–0,2; 0,3–0,5 (до 1); 0,1–0,2 (до 1) и 0,1–0,2 узла. Направление всех этих течений, несущих теплые водные массы, ориентировано с запада на восток и северо-восток.

Определенное влияние на тепловой режим донных осадков имеют холодные течения, которые наблюдаются в северной части Южно-Баренцевской впадины (Центральное течение с небольшой скоростью – 0,1–0,2 узла).

Рис. 3. Зависимость амплитуд колебания температуры ( $\Delta T_N$ ) на донной поверхности от глубины моря (по состоянию на 1984 г.)



Существенную роль теплые и холодные течения играют в распределении абсолютных значений температуры нейтрального слоя в донных осадках, т.е. температуры горизонта, в котором отсутствуют какие-либо тепловые флуктуации. Течения в известной мере контролируют как значения температуры, так и конфигурацию изотерм, что следует из анализа схемы (см. рис. 2).

В пределах южной части Баренцева моря, согласно этой схеме, температура нейтрального слоя изменяется в сравнительно узком интервале (на  $6^\circ\text{C}$ ), от  $4$  до  $-2^\circ\text{C}$ . При этом температура  $4-3^\circ\text{C}$  отмечена на локализованном участке, приуроченном к западной части Кольско-Канинской моноклинали. Также незначительна по площади область с температурой  $2^\circ\text{C}$ , приуроченная к восточной части свода Федьинского. Подавляющая же часть юга Баренцева моря характеризуется температурой нейтрального слоя от  $-1$  до  $+2^\circ\text{C}$ .

Совместный анализ схем глубины залегания нейтрального слоя, его температуры и температурных колебаний на донной поверхности позволяет сделать ряд выводов.

1. Ненарушенный тепловой режим дна характерен для северо-западной части Южно-Баренцевской впадины, где может быть использована наиболее информативная модификация терморазведки – метод вариаций теплового потока (МВТП) с применением высокопроизводительных донных тепломеров, снабженных различными датчиками теплового потока.

2. Метод вариаций теплового потока может быть также применен с использованием термоградиентметров в бортовой зоне Южно-Баренцевской впадины, в области Лудловской седловины, восточной оконечности Нордкапского прогиба и свода Федьинского Западно-Кольской седловины, а также в области значительной части Кольско-Канинской моноклинали.

3. При глубинах нейтрального слоя, превышающих 5–6 м, для применения МВТП необходимо использование нестандартных заглубителей и соответствующих конструкций измерительных устройств. Подобные устройства должны применяться при постановке терморазведочных работ в пределах Тимано-Канинской гряды, Мезенской впадины, Печорской синеклизы.

4. Применение термосъемки возможно с использованием термопрофилометров (на доступных глубинах) и термозондов в любых структурно-тектонических зонах как экспресс-метода, предшествующего проведению терморазведки МВТП.

5. Узкий диапазон величин температуры нейтрального слоя от  $(-1$  до  $+2^{\circ}\text{C})$  и незначительные температурные амплитуды дна (в среднем около  $1^{\circ}\text{C}$ ) в пределах южной части Баренцева моря позволяют калибровать термодатчики с высокой точностью (до  $0,001^{\circ}\text{C}$ ).

Как следует из изложенного выше, терморазведка в различных ее модификациях может быть применена практически на всей акватории Баренцева моря. Наибольшие сложности для геотермических методов исследований представляет прибрежная полоса с глубинами до 15–20 м. Эта зона отличается наибольшими тепловыми возмущениями, вызывающими определенные трудности в интерпретации результатов донной геотермосъемки и создающими осложнения технического порядка, которые в первую очередь связаны с заглублением датчиков на уровень нейтрального слоя при использовании МВТП.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Амирханов Х.И., Суетнов В.В., Бойков А.М. Методика морской геотермической разведки. Махачкала: Даг. кн. изд-во, 1976. 162 с.
2. Артеменко В.И., Маловицкий Я.П. Морская геотермическая съемка. М.: Недра, 1979. 103 с.
3. Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР. М.: Наука, 1976. 222 с.
4. Меркушов В.Н., Подгорных Л.В., Смирнов Я.Б., Троцюк В.Я. Северный Ледовитый океан // Методические и экспериментальные основы геотермии. М.: Наука, 1983. С. 181–185.
5. Осадчий В.Г., Куксов Г.А., Ковалик В.В. Морская геотермосъемка. Киев: Наук. думка, 1979. 100 с.
6. Проблемы четвертичной палеоэкологии и палеогеографии Баренцева и Белого морей: Тез. докл. Всесоюз. конф. Мурманск: Кол. фил. АН СССР, 1985. С. 143.
7. Фролов Н.М. Гидрогеотермия. М.: Недра, 1968. 316 с.

УДК 550.361

*А.И. Муница, Ю.П. Добрянский*

### **ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОТЕРМИЧЕСКОГО ГРАДИЕНТА, ВЫЗВАННЫЕ ВНЕДРЕНИЕМ ТЕРМОГРАДИЕНТОМЕТРА**

Термоградиентометр предназначен для измерения в донных осадках акваторий градиента температур, по величине которого рассчитывается геотермический поток. Термоградиентометр представляет собой аппаратный контейнер *K* со штангой *Ш*, на которой укреплены датчики температур *1* и *2* (рис.1, *a*). Диаметр контейнера обычно составляет около 0,1 м, диаметр штанги 0,01–0,03 м, длина штанги 1–3 м.

Для проведения измерений прибор на тросе опускают на дно, и под действием своего веса прибор разгоняется и внедряется в осадки. Перед внедрением в грунт прибор выдерживают некоторое время над поверхностью грунта для того, чтобы температура обоих датчиков сравнялась с температурой придонной воды  $t_0$ . В течение 15–20 с проводятся измерения разности температур между датчиками *1* и *2*, после чего прибор извлекается из грунта и выдерживается снова над поверхностью грунта определенное время для выравнивания температур датчиков с температурой придонной воды.

Методика и погрешности измерений обсуждались в работах [1–3]. Типичная картина записи приведена на рис. 2. График интерпретируется следующим образом:  $1-1'$  – линия с нулевой разностью температур между датчиками *1* и *2* при нахождении прибора в придонной воде. Участок  $1'-2$  – разность температур датчиков, когда сначала нижний,

Рис. 1. Модель термозонда

*a* — положение термозонда в грунте;  
*б* — распределение естественной температуры осадков по глубине. Пояснения в тексте

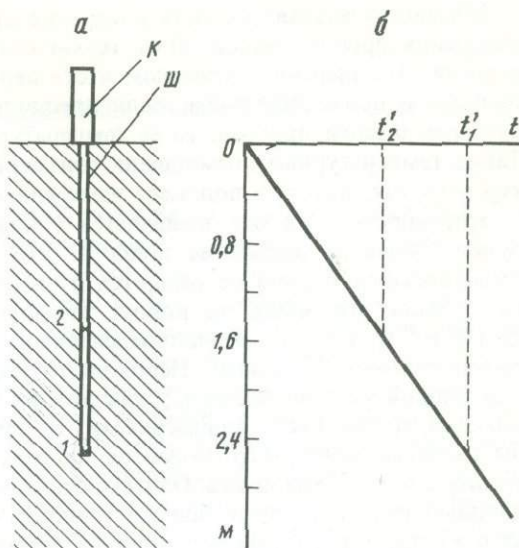
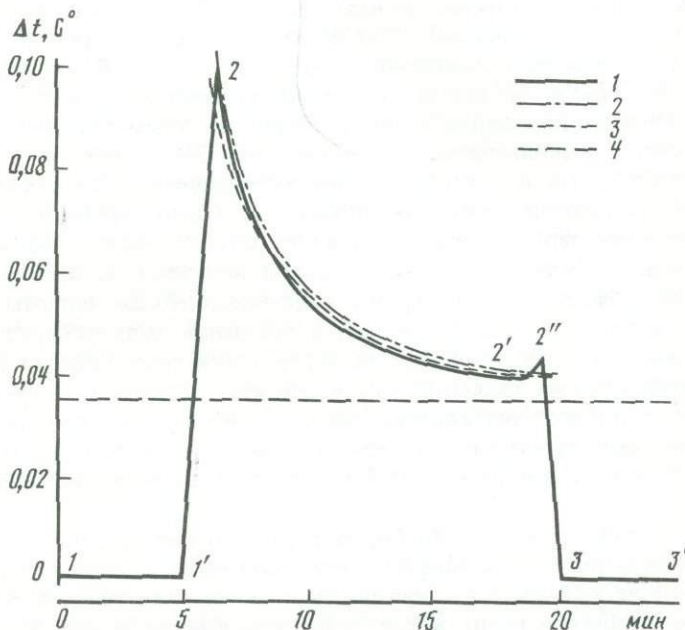


Рис. 2. Сравнение экспериментальной и расчетных кривых изменения геотермического градиента во времени

*1* — экспериментальная кривая; выделение энергии трения в зоне датчика *1* (%): 2—45, 3—40; 4 — истинный градиент. Остальные пояснения в тексте



а затем и оба датчика разогреваются за счет сил трения при вхождении штанги в грунт. Участок 2—2' — разность температур при нестационарном процессе выравнивания температур в системе прибор—грунт. Причем считается, что по истечении 15—20 с выдержки прибора в грунте процесс практически заканчивается, т.е. температура датчиков равна температуре грунта в местах расположения каждого из датчиков. По превышению правого конца 2—2' над участком 1—1' можно определить истинный градиент температур. Участок 2'—2'' отражает разогрев обоих датчиков за счет силы трения термозонда о грунт при извлечении прибора из грунта. Участок 2''—3 — результат записи разности температур датчиков, когда оба они охлаждаются придонной водой. Участок 3—3' — это линия с нулевой разностью температур (оба датчика имеют температуру придонной воды).

Обычно начальная скорость внедрения прибора составляет около 2 м/с. В процессе внедрения прибор массой 20 кг теряет около 540 Дж потенциальной и кинетической энергии. Эта энергия в конечном итоге переходит в теплоту грунта, различных частей прибора и придонной воды. Если предположить, что только 10% теплоты пойдет на разогрев штанги прибора, то ее температура должна подняться в среднем на  $0,03^{\circ}\text{C}$ . Такие температурные возмущения соизмеримы с естественными перепадами температур в грунте, которые подлежат измерению. Несомненно поэтому, что теплота трения, в особенности если она выделяется у каждого из датчиков в разных количествах, будет влиять на показания прибора. Это влияние будет заметно до тех пор, пока выделяющаяся теплота не рассеется в окружающей среде. При проведении измерений на больших глубинах на корпус термоградиентометра навешивают грузы массой до 100 кг. В этом случае тепловыделения от трения и температурные возмущения будут соответственно большими. Необходимо подчеркнуть, что если бы теплота трения в одинаковой мере выделялась у каждого из датчиков и условия ее рассеивания в окружающем грунте были одинаковыми, то температурные датчики не зарегистрировали бы разности температур, несмотря на то что оба они первоначально разогрелись от трения, а потом охладились. Однако очевидно, что датчик 1 пройдет в грунте более длинный путь и получит больше теплоты, чем датчик 2. Кроме того, условия у нижнего конца, где расположен один из датчиков, отличаются как характером трения (при внедрении происходит смятие грунта), так и особенностями теплопереноса (будут проявляться краевые эффекты). Для оценки влияния теплоты трения нами были проведены расчеты нестационарных температурных полей в корпусе прибора и в окружающем его грунте во время выравнивания температур системы после внедрения прибора. Расчеты проводились для условий экспериментального замера геотермического потока, выполненного с помощью ПТГ-3М в августе 1981 г. с НИС "Василий Головин": время измерения 15 мин, коэффициент теплопроводности осадков  $0,68 \text{ Вт/м К}$ , расстояние между датчиками 1 м. Было принято несколько вариантов распределения теплоты трения по длине штанги термоградиентометра. Наиболее совпадающие с экспериментальной кривой получены в предположении, что в штанге и ближайшем к ней слое грунта выделилось 40 Дж теплоты, причем 40–45% теплоты выделилось в зоне датчика 1, а остальная часть распределилась вдоль штанги, уменьшаясь от нижнего конца до поверхности грунта по линейному закону. На основании выполненных расчетов можно сделать заключение, что к моменту окончания замеров полного рассеивания теплоты трения еще не произошло, градиент, регистрируемый датчиками, все еще превышает первоначальную разность температур грунта в точках замера на  $0,005^{\circ}\text{C}$ , что составляет около 15% измеряемой величины.

Видимо, для других грунтов и приборов распределение теплоты трения вдоль штанги и, следовательно, форма графика регистрируемого периода температур будут иными. Однако расчетный анализ свидетельствует о том, что теплота, выделяемая во время внедрения прибора в грунт, является важным фактором, влияющим на показания прибора, и его необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Любимова Е.А., Александров А.Л., Дучков А.Д. Методика изучения тепловых потоков через дно океанов. М.: Наука, 1973. 174 с.
2. Любимова Е.А., Александров А.Л., Томара Г.Д. Методика и аппаратура для измерения тепловых потоков через морское дно // Методика геофизических исследований океанов. М.: Наука, 1974. С. 184–193.
3. Хэнель Р. Критический обзор измерений теплового потока в морских и озерных осадках // Тепловое поле, Европы. М.: Мир, 1982. С. 64–90.

*В.И. Зуй, А.В. Веселко*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ПО ДЕРИВАТОГРАММАМ

Геотермика морей и океанов — сравнительно молодая область исследований. Ее зарождение и развитие связаны с изучением геологического строения океанических структур. Первые определения плотности теплового потока в осадочных отложениях северо-восточной части Тихого океана выполнены в 1950 г. [2]. В последующие годы были продолжены измерения теплового потока в морях и океанах, обеспечившие быстрое накопление данных [3], и начато геотермическое изучение дна водоемов [1, 4, 5 и др.], в том числе неглубоких [5], с использованием аналогичной аппаратуры. Методика этих исследований предусматривает определение геотермического градиента в дне водоема с применением в отдельных случаях ряда поправок и измерения коэффициента теплопроводности илов, покрывающих дно. В случае неоднородных осадочных отложений для получения надежных результатов необходимо знать теплофизическую характеристику всего интервала измерения геотермического градиента для вычисления эффективной теплопроводности.

Настоящая работа посвящена исследованию теплопроводности осадочных отложений дна водоемов на примере ряда озер Белоруссии и Прибалтики. Озерные и морские илы представляют собой рыхлые отложения. Их структура и минералогический состав определяются историей развития водоема. Содержание свободной воды может достигать 80–90%, которая в значительной степени обуславливает величину коэффициента теплопроводности. В настоящее время используют два основных метода для его определения — весовой и метод игольчатого зонда. Весовой метод (метод Рэтклифа) [6] основан на изучении содержания воды в образце, которая определяется в процессе его высушивания при температуре 95–100°С до стабилизации веса. Затем определяют процент содержания воды по весу и далее по номограмме — коэффициент теплопроводности исходного образца. Метод игольчатого зонда, предложенный фон Герценом и Максвеллом [7], основан на введении в образец ила либо непосредственно в дно водоема цилиндрического нагревателя, работающего в режиме постоянной мощности, и на наблюдении за ростом температуры зонда во времени (рис. 1). По этим данным рассчитывают коэффициент теплопроводности. В обоих случаях важно выполнить измерения при естественной влажности образца, поскольку даже частичная потеря влаги при его хранении и подготовке к измерению приводит к искажению результатов.

Нами предпринята попытка найти способ оценки теплопроводности донных отложений водоемов, не зависящий от первоначальной влагонасыщенности. Для этой цели отобраны колонки илов длиной до 1,5 м, диаметром 5 см из ряда озер Белоруссии и Прибалтики с помощью специального термозонда, предназначенного для выполнения геотермических исследований в водоемах и аналогичного зонду М. Юинга [8]. Поднятые на поверхность плавучей платформы колонки осадочных отложений разделяли на отдельные образцы длиной 4–5 см и помещали в металлические весовые стаканчики ВС-1 с крышкой. После доставки на базу полевого отряда на берегу они взвешивались. После вычитания веса пустого стаканчика находили вес образца во влажном состоянии.

Определение теплопроводности илов выполнено в лабораторных условиях весовым методом для 550 образцов. Одновременно для большинства колонок ила определена теплопроводность осадочных отложений методом игольчатого зонда в трех-четырёх точках вдоль термозонда, внедренного в дно водоема.

Из высушенных при температуре 95–100°С образцов отбирали пробы весом 0,5–1 г. После растирки их поочередно помещали в тигль дериватографа, где проводился монотонный нагрев пробы до температуры 1000–1100°С. На дериватограмме (ДТГ) регистрировали кривые роста температуры, потери веса пробы в процессе нагрева, показания

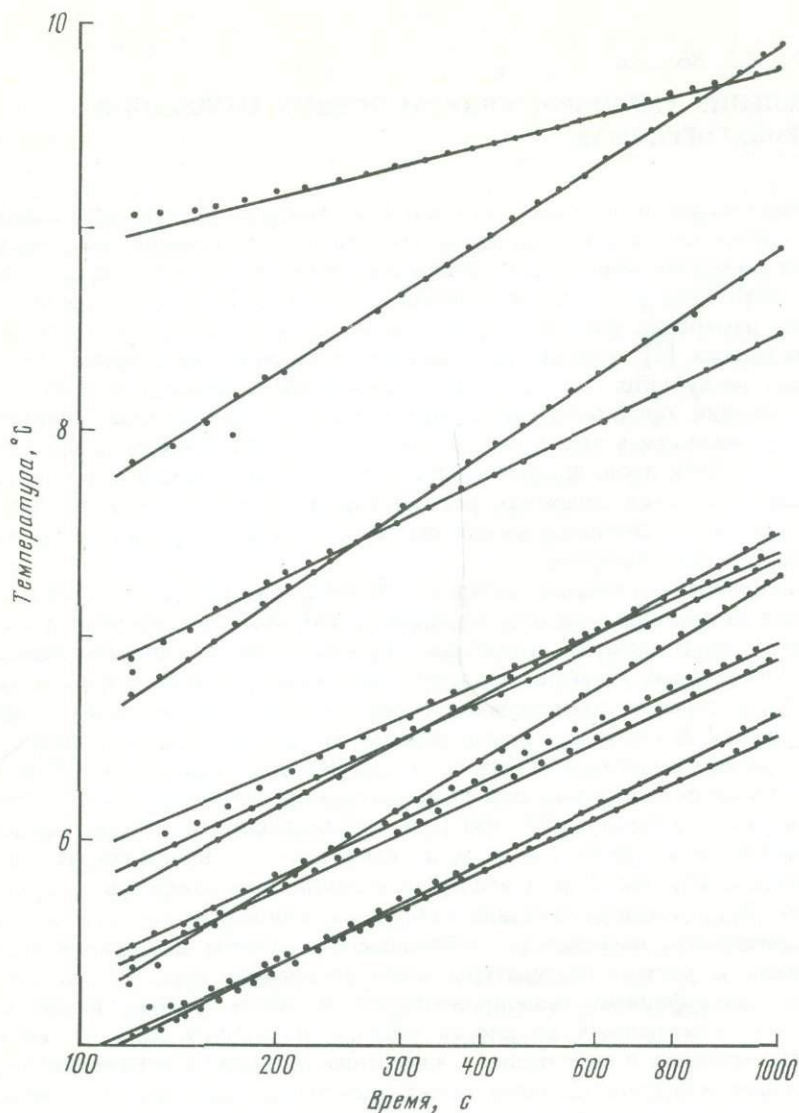


Рис. 1. Зависимость температуры игольчатого зонда от времени нагрева для различных образцов отложений оз. Дризда

дифференциальных термовесов. Вид кривой потери веса при нагреве зависит от минералогического состава изучаемого образца. По мере роста температуры пробы происходят потеря слабосвязанной воды, в том числе поровой ( $100-140^{\circ}\text{C}$ ), окисление органического вещества (около  $300^{\circ}\text{C}$ ), потеря кристаллизационной воды, в том числе в решетке глинистых минералов (около  $530^{\circ}\text{C}$ ), разложение карбоната кальция ( $780-800^{\circ}\text{C}$ ) и другие превращения. Присутствие в образце органического вещества, тех или иных минералов отмечается характерными пиками на кривой ДТГ при соответствующих температурах пробы. Характерный вид кривых потери веса для некоторых илов представлен на рис. 2. Большинству образцов свойственно монотонное уменьшение веса при нагреве. Наличие перегиба наблюдается только на отдельных кривых, например при температуре  $730^{\circ}\text{C}$  (оз. Белое), что соответствует началу разложения присутствующего в образцах кальцита. Наиболее стабильные кривые потери

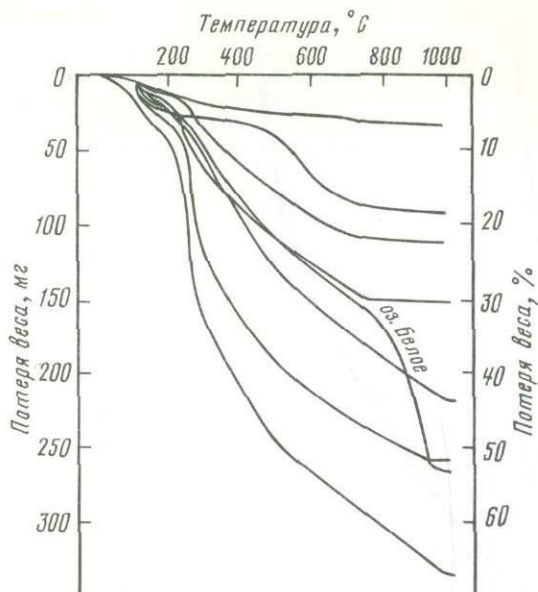


Рис. 2. Кривые потери веса при нагреве для некоторых илов

Рис. 3. Кривые потери веса при нагреве для осадочных отложений оз. Долгое  
Пояснения в тексте

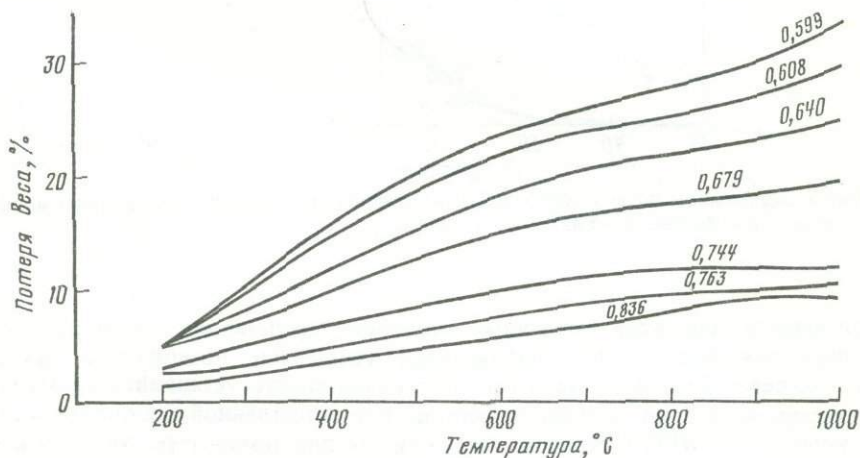
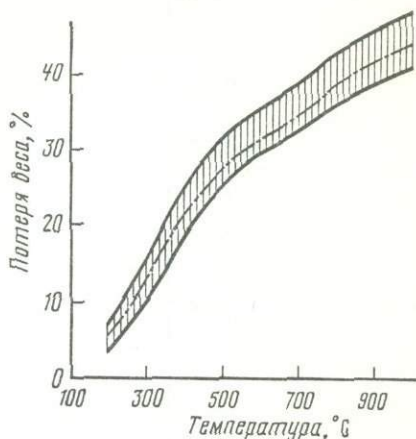


Рис. 4. Кривые температура – потеря веса в зависимости от теплопроводности для различных образцов осадочных отложений оз. Шилово. Цифры на кривых – значения теплопроводности (Вт/м К)

веса получены для однородных осадочных отложений оз. Долгое (рис. 3), где для 13 анализируемых образцов, отобранных из одной колонки ила, кривые не выходили за пределы заштрихованной области. Для проб с отличающейся теплопроводностью наблюдается различная крутизна кривых потери веса, при этом, как правило, более теплопроводным образцам соответствует меньшая потеря веса для сопоставимых температур, и наоборот (рис. 4). Некоторое отклонение от этой зависимости наблюдается для тех случаев, когда кривые потери веса имеют перегиб, например оз. Белое, но в целом оно незначительное.

Поскольку существует связь между теплопроводностью илов и их водонасыщенностью, которая определяется в процессе сушки, то имеется зависимость и между потерей веса при нагреве и содержанием воды в исходном образце. Общий вид

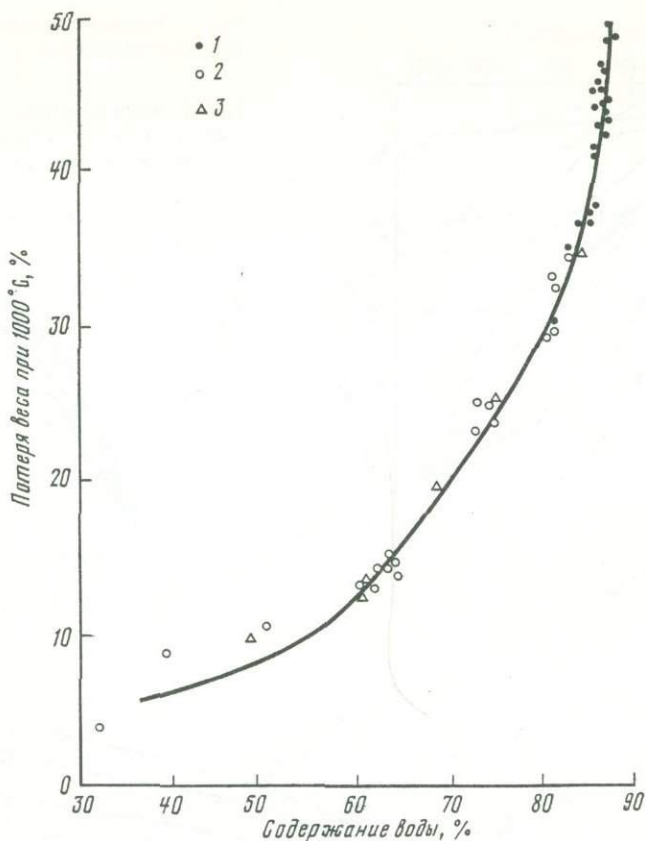


Рис. 5. Зависимость потери веса от влагосодержания при прокаливании озерных илов  
Озера: 1 — Долгое, 2 — Гиньково, 3 — Шилово

этой зависимости для илов различных водоемов представлен на рис. 5. По мере роста содержания воды в них наблюдается увеличение потери веса сухого образца при нагреве. Это обстоятельство дает возможность установить прямую связь между теплопроводностью донных отложений при естественной влажности и потерей веса, получаемой по ДТГ. Семейство этих кривых для температур 200, 400 и 800°С приведено на рис. 6. Их крутизна возрастает по мере увеличения температуры, для которой они построены. Одновременно с ростом температуры наблюдается и разброс точек на графике, который вызван как неодинаковым содержанием кальцита в озерах Белое и Балтеи Лакаяй), разлагающихся при температурах, превышающих 600–800°С, так и присутствием терригенного материала (озера Гиньково и Шилово). Кроме того, для отдельных образцов озер Свентес (Латвия), Гиньково и Волос южный (Белоруссия) при температуре выше 750–800°С наступает стабилизация веса пробы, когда дальнейшее увеличение температуры уже не приводит к его снижению. Именно эти образцы и дают заметный разброс экспериментальных точек от аппроксимирующих кривых в диапазоне температур 800–1000°С. В целом для оценки теплопроводности илов по потере веса при нагреве можно выбрать любую кривую из семейства, однако, учитывая отмеченное выше с точки зрения снижения погрешностей определений, целесообразно выбрать в качестве рабочей кривую, построенную для одной из температур в диапазоне 30–500°С. Нами предпочтение отдано кривой 500°С (рис. 7). Для ее построения использованы ДТГ и соответствующие этим образцам определения коэффициента тепло-

Рис. 6. Зависимость потери веса от теплопроводности донных отложений при естественной влажности для различных температур нагрева  
 Температура нагрева образца (°C): 1 - 800, 2 - 400, 3 - 200

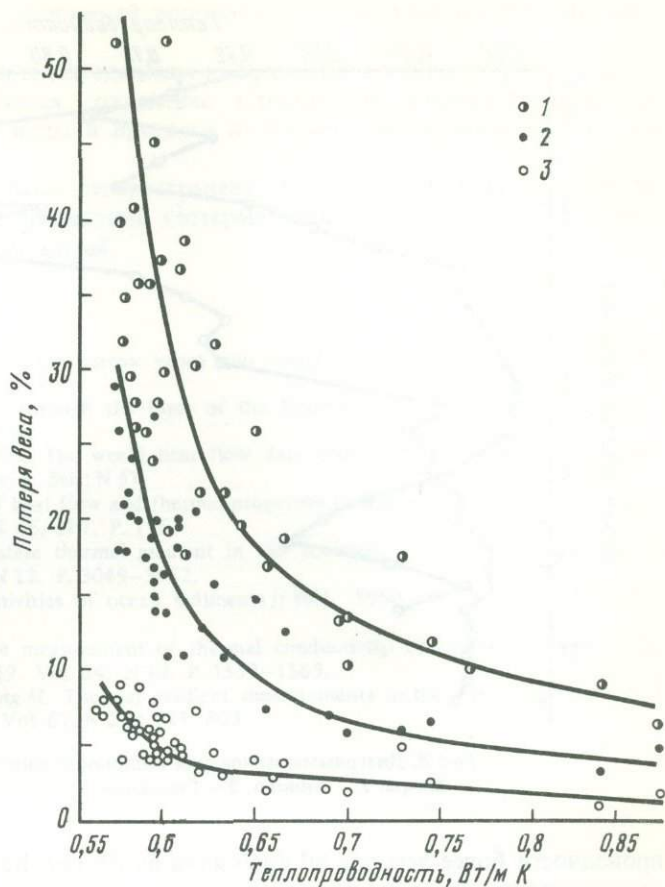
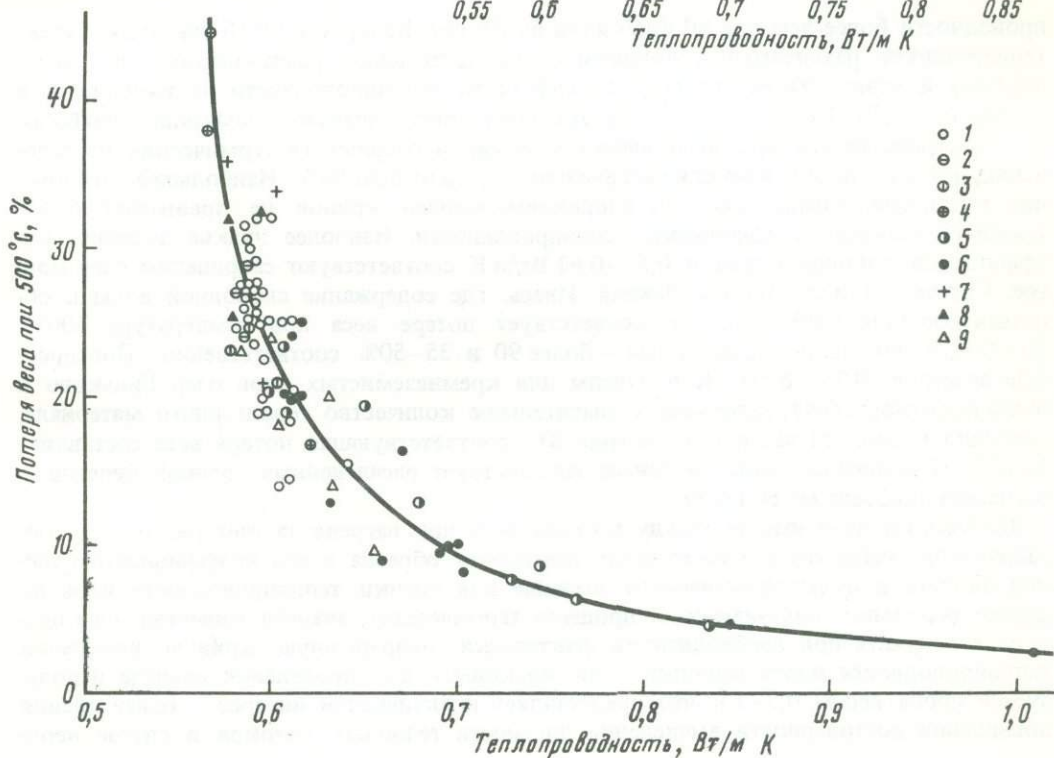


Рис. 7. Зависимость потери веса от теплопроводности донных отложений различных озер

Озера: 1 - Долгое, 2 - Дризда, 3 - Свентес, 4 - Волос, 5 - Шилово, 6 - Гиньково, 7 - Балтеи Лакаяй, 8 - Ивьесь, 9 - Белое



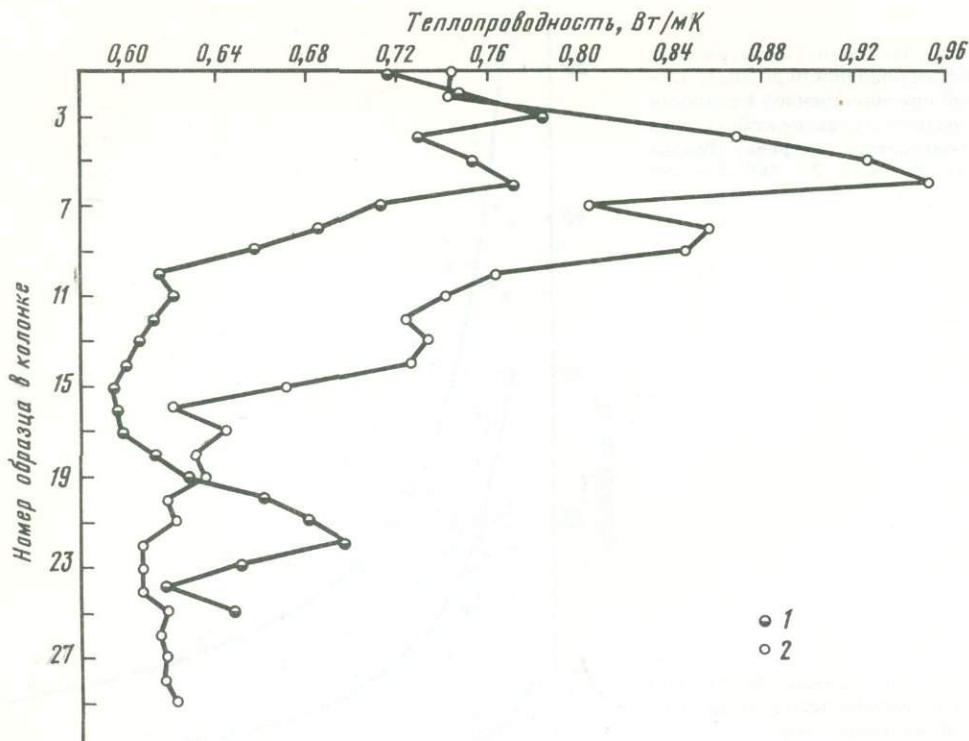


Рис. 8. Диаграммы изменения теплопроводности илов с глубиной  
Озера: 1 — Шилово, 2 — Гиньково

проводности более чем для 80 проб илов из 10 озер Белоруссии и Прибалтики, характеризующихся различными условиями осадконакопления, различающихся по химическому и минеральному составу. Коэффициент теплопроводности их изменяется в диапазоне 0,56–1 Вт/м К, т.е. перекрывает весь диапазон значений, наиболее часто встречающихся при выполнении морских и озерных геотермических исследований, при этом потеря веса при нагреве изменяется от 5 до 50%. Наибольшее отклонение экспериментальных точек от аппроксимирующей кривой не превышает 5–8% текущего значения коэффициента теплопроводности. Наиболее низкие значения коэффициента теплопроводности 0,57–0,61 Вт/м К соответствуют сапропелям озер Долгое, Свентес, Дридза, Балтеи Лакаяй, Ивесь, где содержание свободной воды в образцах составляет 80–88%, что соответствует потере веса при температуре 500°С 20–35%, а для оз. Волос северный – более 90 и 35–50% соответственно. Повышенные значения 0,7–1 Вт/м К получены для кремнеземистых илов озер Гиньково и Шилово (Белоруссия), содержащих значительное количество терригенного материала, особенно в верхней части разреза (рис. 8), соответствующая потеря веса составляет 5–15%. Накоплению этого материала способствует расчлененный рельеф берегов и распашка прибрежных склонов.

Полученная зависимость между потерей веса при нагреве за счет разложения органического вещества и минеральных компонент образца и его коэффициентом теплопроводности имеет практическое значение для оценки теплопроводности илов по дериватограммам, получаемым в процессе термического анализа вещества. Она позволяет получить при необходимости фактически непрерывную кривую изменения теплопроводности вдоль колонки илов, поскольку для проведения анализа используется проба весом 0,5–1 г, что представляет практический интерес с точки зрения повышения достоверности вычисления плотности тепловых потоков в случае неод-

народного строения осадочных отложений водоемов, а также изучения истории осадконакопления в них.

В заключение отметим, что для определения коэффициента теплопроводности илов по дериватограммам не требуется сохранение естественной влажности образцов. Частичная либо полная потеря воды в процессе их хранения не будет влиять на полученные результаты.

Рассмотренная связь может быть распространена не только на озерные, но и на морские илы, в частности при проведении геотермических исследований на шельфах и континентальных склонах морей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Любимова Е.А., Шелягин В.А. Тепловой поток через дно озера Байкал // Докл. АН СССР, 1966. Т. 171, № 6. С. 1321–1325.
2. Revelle R., Maxwell A.E. Heat flow through the floor of the Eastern North Pacific Ocean // Nature. 1952. Vol. 170, N 4318. P. 199–200.
3. Jessop A.M., Hobart M.A., Sclater J.G. The world heat flow data collection 1975. Ottawa: Geotherm. Serv. Canada, 1976. 125 p. (Geotherm. Ser.; N 5).
4. Steinhart J.S., Hart S.R. A study of heat flow and thermal properties in Seneca lake, New York // Trans. Amer. Geophys. Union. 1965. Vol. 46, N 7. P. 176.
5. Johnson N.M., Likens G.E. Steady-state thermal gradient in the sediment of a meromictic lake // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72, N 12. P. 3049–3052.
6. Ratcliffe E.H. The thermal conductivities of ocean sediments // Ibid. 1960. Vol. 65, N 5. P. 1535–1541.
7. Von Herzen R.P., Maxwell A.E. The measurement of thermal conductivity of deep-sea sediments by a needle-probe method // Ibid. 1959. Vol. 64, N 10. P. 1557–1563.
8. Gerard R., Langseth M.J. (Jr.), Ewing M. Thermal gradient measurements in the water and sediment of the Western Atlantic // Ibid. 1962. Vol. 67, N 2. P. 785–803.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>Теоретические и экспериментальные вопросы геотермических исследований на акваториях</b>	
<u>Е.А. Любимова</u> Арктический тепловой поток . . . . .	5
<u>Е.А. Любимова</u> , <u>В.М. Любошиц</u> , <u>В.Н. Никитина</u> . Об интерпретации аномалий теплового потока в осевых зонах срединно-океанических хребтов . . . . .	11
<i>Е.И. Суетнова</i> . Тепловые процессы вблизи осевых зон срединно-океанических хребтов: к вопросу об оценке полного теплового потока . . . . .	22
<i>М.Д. Хуторской</i> , <i>В.А. Голубев</i> . Геотермическая аномалия Прихубсугулья в системе Байкаль- ской рифтовой зоны . . . . .	25
<i>Ю.Г. Шварцман</i> . Тепловой режим Иссык-Кульской впадины. . . . .	35
<i>В.Г. Золотарев</i> , <i>В.В. Сочельников</i> . Тепловое поле Красноморского рифта . . . . .	41
<i>Ю.В. Шевалдин</i> . Тепловой поток Западно-Тихоокеанской переходной зоны . . . . .	49
<i>А.В. Муравьев</i> . Тепловой поток в южной части Командорской впадины . . . . .	59
<i>В.В. Суетнов</i> , <i>Г.Б. Голионко</i> , <i>Н.И. Максимов</i> , <i>В.Г. Осадчий</i> , <i>А.А. Приходько</i> , <i>И.И. Грицик</i> , <i>О.Н. Кутузов</i> . Региональные геотермические исследования в юго-восточной части Баренце- ва моря . . . . .	68
<i>А.М. Городницкий</i> , <i>А.Я. Гольмшток</i> , <i>Е.А. Назарова</i> . Тепловой поток через дно океана и мощ- ность магнитоактивного слоя океанической коры. . . . .	71
<i>А.Я. Гольмшток</i> . Тепловой поток в накапливающихся осадках . . . . .	74
<i>О.Б. Новик</i> . Конечно-разностная схема для задачи о термомеханическом эффекте в океани- ческой литосфере . . . . .	89
<b>Аппаратурные и методические разработки в области морской геотермии</b>	
<i>В.Г. Матвеев</i> , <i>А.А. Рот</i> . Новые разработки аппаратуры для автоматизации морских геотерми- ческих исследований на шельфе . . . . .	98
<i>Ю.В. Шевалдин</i> , <i>В.И. Балабашин</i> , <i>В.Г. Матвеев</i> , <i>О.В. Августыняк</i> , <i>В.А. Никонов</i> . Некоторые результаты опробования новой геотермической аппаратуры. . . . .	107
<i>В.В. Сочельников</i> , <i>М.Д. Хуторской</i> , <i>Р.Н. Чжу</i> , <i>А.В. Кондюрин</i> . Геотермические исследования с подводного обитаемого аппарата "Аргус". . . . .	112
<i>А.В. Веселко</i> , <i>В.И. Зуй</i> . Техническое обеспечение геотермических исследований в водоемах (опыт озерной геотермии) . . . . .	116
<i>В.Г. Золотарев</i> , <i>В.В. Сочельников</i> , <i>В.А. Тарасевич</i> , <i>Я.Д. Толопко</i> , <i>В.Н. Хомич</i> . Автоматиизи- рованный комплекс для морских геотермических исследований "Поток". . . . .	119
<i>В.В. Суетнов</i> , <i>Е.А. Никульшина</i> . Результаты исследования параметров нейтрального слоя в донных осадках южной части Баренцева моря . . . . .	128
<i>А.И. Муница</i> , <i>Ю.П. Добрянский</i> . Ошибки измерения геотермического градиента, вызванные внедрением термоградиентометра. . . . .	134
<i>В.И. Зуй</i> , <i>А.В. Веселко</i> . Определение теплопроводности донных отложений по дериватограм- мам. . . . .	137

УДК 550.361

Любимова Е.А. Арктический тепловой поток // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 5–10.

Тепловой поток через дно Северного Ледовитого океана изучен от его тихоокеанской до атлантической части. Основными структурами являются поднятия Ломоносова, Менделеева, хребт Гаккеля (или Нансена), а также их атлантическое продолжение в Норвежско-Гренландское море, бассейны Канадский, Макарова, Новосибирский склон, Гренландско-Норвежский и др. На основе комплексной интерпретации данных батиметрии, сейсмичности, теплового потока, мантийных аномалий и проявлений вулканизма обсуждается тектоническая природа геологических структур дна Северного Ледовитого океана и связь их происхождения с внутримантийными процессами.

Ил. 4. Библиогр. 22 назв.

УДК 550.361

Любимова Е.А., Любошиц В.М., Никитина В.Н. Об интерпретации аномалий теплового потока в осевых зонах срединно-океанических хребтов // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 11–21.

Рассматриваются процессы теплообмена в тектонически активных разломных структурах дна океана в присутствии дополнительного конвективного теплопереноса за счет движения флюидов (магм, рассолов, воды) по разломам и трещинам верхней коры. Обсуждаются типовые особенности профилей среднего теплового потока вкост осевых зон хребтов с шагом в 1 млн лет: центральный максимум суммарных потерь энергии, боковой минимум кондуктивного потока тепла, его вторичный максимум и затухание на флангах. Описывается объединенная тепловая модель интрузии и рефракции для интерпретации аномалий теплового потока в осевых зонах хребтов. Модель учитывает параметризованную тепловую конвекцию флюидов в верхнем слое раздробленной коры с помощью повышенного коэффициента эффективной теплопроводности. На примере хребта Кольбенсей выполнен количественный анализ экспериментального профиля осредненных суммарных теплопотерь в зоне центрального максимума.

Ил. 5. Библиогр. 34 назв.

УДК 550.361

Суетнов Е.И. Тепловые процессы вблизи осевых зон срединно-океанических хребтов: к вопросу об оценке полного теплового потока // Геотермические исследования на дне акваторий. М. Наука, 1988. С. 22–25.

Рассматривается процесс переноса тепла в придонном слое. Этот процесс описывается уравнениями статистической гидродинамики. Показано, что по распределению температур в логарифмическом погранслое вблизи дна можно оценить тепловой поток через дно.

Ил. 1. Библиогр. 19 назв.

УДК 550.361. 362+551.14

Хуторской М.Д., Голубев В.А. Геотермическая аномалия Прихубсугуля в системе Байкальской рифтовой зоны // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 25–35.

Проведены геотермические исследования в скважинах и в дне оз. Хубсугул, оценено влияние на наблюдаемый тепловой поток сезонных вариаций температуры, а также фильтрации метеорных вод. Рассчитан глубинный теплоток по изотопному отношению гелия в спонтанной газовой фазе минеральных источников. Рассмотрена природа повышенного теплового потока вдоль оси оз. Хубсугул и на его южном продолжении до пересечения с Болнайским разломом. Сравняется глубина астеносферы в Монголии по меридиану 100° в.д., определенная различными методами.

Ил. 9. Табл. 3. Библиогр. 28 назв.

УДК 550.361

Шварцман Ю.Г. Тепловой режим Иссык-Кульской впадины // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 35–41.

По данным измерений в глубоких скважинах изучено распределение теплового потока на глубине 1000 м и в верхней части консолидированной коры. Показано экранирующее влияние молодых осадков, занижающих глубинный поток до 50%. Выделена поперечная Барскоонская аномалия повышенного (до 144 мВт/м<sup>2</sup>) потока и одноименная зона сокращения (до 30–50 км) мощности литосферы. Пониженные скорости продольных волн в верхней мантии,

особенности направлений движений горных масс по механизмам очагов землетрясений и проявления позднего оливин-базальтового вулканизма показывают начальную стадию развития Барскоонского щелевого рифта.

Ил. 3. Библиогр. 17. назв.

УДК 550.361

Золотарев В.Г., Сочельников В.В. Тепловое поле Красноморского рифта // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 41–48.

Приводятся новые данные по измерению теплового потока в глубоководных впадинах с горячими рассолами Красного моря. Несмотря на то что характер распределения тепловых потоков в Красном море является типичным для срединно-океанических хребтов, выделяются три области с различным уровнем теплового поля – северная, центральная и южная. Анализ тонкой структуры теплового поля позволил выявить характерные особенности для этих участков, а для южной части выполнена количественная интерпретация.

Ил. 3. Табл. 2. Библиогр. 12 назв.

УДК 550.361:551.24

Шевалдин Ю.В. Тепловой поток Западно-Тихоокеанской переходной зоны // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 49–58.

Представлены сводные данные о тепловом потоке переходной зоны. Обсуждается корреляция теплового потока с другими геофизическими полями и с сейсмичностью. Дано краткое описание этапов формирования системы краевое море – дуга – желоб с позиций модели мантийного диапира.

Ил. 5. Библиогр. 18 назв.

УДК 550.361

Муравьев А.В. Тепловой поток в южной части Командорской впадины // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 59–68.

В 18-м рейсе НИС "Вулканолог" в южной части Командорской впадины получены 18 новых измерений теплового потока. Измеренные величины лежат в пределах 90–223 мВт/м<sup>2</sup>. Ось наиболее высокого теплового потока прослеживается между северным бортом Алеутской гряды и поднятием Альфа, а ее пересечение с системой субмеридиональных сбросов маркируется верхнечетвертичным подводным вулканическим массивом. Рассчитаны поправки к тепловому потоку на рефракцию и осадконакопление. Анализ стационарных искажений и расчет глубинных температур проведены путем численного решения двумерного стационарного уравнения теплопроводности для произвольной среды по методу конечных элементов. В предположении квазистационарности нижних горизонтов литосферы магматические очаги могут залегать на глубинах 15–20 км.

Ил. 4. Табл. 1. Библиогр. 20 назв.

УДК 550.836:551.35

Суетнов В.В., Голионко Г.Б., Максимов Н.И., Осадчий В.Г., Приходько А.А., Грицик И.И., Кутузов О.Н. Региональные геотермические исследования в юго-восточной части Баренцева моря // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 68–71.

Проведена термосъемка дна в юго-восточной части Баренцева моря с помощью термофилометра, а также измерения геотермического градиента цифровым термоградиентометром. Аномалии температуры 2,5–5,0 °С приурочены к структурам северо-восточного простирания. Они хорошо согласуются с дизъюнктивными нарушениями различного порядка. Рекомендовано использование термосъемки для трассирования разломов и установления границ крупных структурно-тектонических элементов.

Ил. 1. Библиогр. 6 назв.

УДК 551.462

Городницкий А.М., Гольмшток А.Я., Назарова Е.А. Тепловой поток через дно океана и мощность магнитоактивного слоя океанической коры // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 71–74.

Решение одномерного нестационарного уравнения теплопроводности использовано для определения глубины изотермы Кюри в океанической литосфере с возрастом от 0 до 150 млн лет. Показано, что для абиссальных котловин глубина изотермы Кюри превышает глубину по-

дошвы второго слоя и поверхности Мохоровичича. Это свидетельствует о возможном существовании ферромагнитных минералов в глубинных слоях океанической литосферы, формирующихся при последовательном наращивании ее мощности в процессе остывания.

Ил. 1. Библиогр. 11 назв.

УДК 550.361

Г о л ь м ш т о к А.Я. Тепловой поток в накапливающихся осадках // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 74–88.

Приводится решение задачи о распределении тепла в среде, состоящей из слоистого пространства в основании накапливающейся толщи осадков. Движение верхней границы осадочной толщи изменяется во времени по произвольному закону. Получены интегральные формулы, позволяющие рассчитывать температуру и тепловой поток в любой точке среды и в любой момент времени. Для определения теплового потока через поверхность осадочной толщи получено интегральное уравнение Вольтерра второго рода. Получены аналитические выражения для трансформант Фурье от функции мгновенного точечного источника, помещенного в любой слой среды. Обоснована вычислительная схема решения интегрального уравнения. В качестве примера рассмотрено решение уравнения для двух моделей строения среды. Показано, что учет типа литосферы с накапливающимся осадочным комплексом может привести к большим различиям в значениях теплового потока и распределении палеотемператур в осадочном чехле.

Ил. 1. Табл. 1. Библиогр. 16 назв.

УДК 550.361

Н о в и к О.Б. Конечно-разностная схема для задачи о термомеханическом эффекте в океанической литосфере // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 89–97.

Рассматривается нестационарное взаимодействие полей деформаций и температуры в неоднородных вязко-упругих средах, примером которых является литосфера в зоне субдукции. Термомеханическое состояние такой среды описывается системой уравнений, не имеющих какого-либо хорошо изученного типа, что отражает разную физическую природу процессов (механических и тепловых), сопровождающих субдукцию. Приводятся утверждения о корректной разрешимости начально краевых задач для такой системы, а также обоснование сеточных алгоритмов количественного анализа тепловых эффектов процесса переработки океанической литосферы в зонах субдукции.

Библиогр. 8 назв.

УДК 681.518.3:550.361

М а т в е е в В.Г., Р о т А.А. Новые разработки аппаратуры для автоматизации морских геотермических исследований на шельфе // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 98–107.

Разработана автоматизированная система для измерения параметров геотермического поля на акваториях в телеметрическом и автономном вариантах. Погружаемая часть системы позволяет измерять температурный градиент и коэффициент теплопроводности на четырех базах, температуру придонного слоя воды и донных осадков. В систему также входит лабораторный измеритель теплопроводности донных осадков. Описывается работа отдельных блоков системы, приведены технические характеристики.

Ил. 4. Библиогр. 6 назв.

УДК 550.361:550.362

Ш е в а л д и н Ю.В., Б а л а б а ш и н В.И., М а т в е е в В.Г., А в г у с т ы н я к О.В., Н и к о н о р о в В.А. Некоторые результаты опробования новой геотермической аппаратуры // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 107–112.

Приводятся результаты геотермических исследований с новой аппаратурой на ряде станций в Охотском море. Результаты содержат данные об абсолютных температурах, температурных градиентах, теплопроводности донных осадков *in situ* до глубин 5,5 м.

Ил. 2. Табл. 3. Библиогр. 5 назв.

УДК 550.361

С о ч е л ь н и к о в В.В., Х у т о р с к о й М.Д., Ч ж у Р.Н., К о н д ю р и н А.В. Геотермические исследования с подводного обитаемого аппарата "Аргус" // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 112–115.

Рассмотрены результаты геотермических исследований с подводного обитаемого аппарата "Аргус". Измерения выполнены в 7-м рейсе НИС "Витязь" в 1984 г. на подводной горе Верчелли в западной части Тирренского моря и на подводной горе Жозефин в Азорско-Гибралтарской зоне Атлантики. Использование подводного обитаемого аппарата для точного внедрения термозондов в "карманы" с малой мощностью осадков открывает новую возможность геотермического изучения ранее недоступных структур океанского дна.

Ил. 2. Библиогр. 3 назв.

УДК 550.361.832.6:536.53

Веселко А.В., Зуй В.И. Техническое обеспечение геотермических исследований в водоемах (опыт озерной геотермии) // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 116–119.

При геотермических исследованиях на озерах Белоруссии и Прибалтики использовались новые модификации аппаратуры и плавсредств. Термозонд длиной 8 м внедрялся с помощью набора утяжелительных грузов. Предусмотрена работа зонда в автономном и телеметрическом режимах, а также одновременный отбор проб грунта. Зонды предназначены как для кратковременных, так и для режимных измерений температуры в донных осадках.

Ил. 4. Библиогр. 5 назв.

УДК 681.518.3:550.361

Золотарев В.Г., Сочельников В.В., Тарасевич В.А., Толопко Я.Д., Хомич В.Н. Автоматизированный комплекс для морских геотермических исследований "Поток" // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 119–128.

Разработан автоматизированный комплекс для геотермических исследований на акваториях "Поток". Приводятся его технические данные, функциональная схема, принцип работы, оцениваются погрешности определения параметров теплового поля.

Ил. 1. Табл. 1. Библиогр. 14 назв.

УДК 550.836:551.35

Суетнов В.В., Никольшина Е.А. Результаты исследования параметров нейтрального слоя в донных осадках южной части Баренцева моря // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 128–134.

Теоретически и экспериментально установлена глубина проникновения температурных волн, связанных с придонными течениями, с развитием криолитозоны и с сезонными колебаниями температуры, на примере южной и юго-восточной частей Баренцева моря. Глубина нейтрального слоя изменяется от 5 до 8 м. На больших глубинах основной возмущающий фактор – придонные течения.

Ил. 3. Библиогр. 7 назв.

УДК 550.361

Муница А.И., Добрянский Ю.П. Ошибки измерения геотермического градиента, вызванные внедрением термоградиентометра // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 134–136.

Исследовано влияние теплоты трения при внедрении термоградиентометров в грунт на измеряемую величину градиента температур. Показано, что при обычно принимаемом времени выстойки прибора в грунте (10–15 мин) не происходит полного рассеивания теплоты трения и измеренный градиент на 0,005 °С превышает ненарушенный градиент. Относительная погрешность составляет 15%.

Ил. 2. Библиогр. 3 назв.

УДК 550.361

Зуй В.И., Веселко А.В. Определение теплопроводности донных отложений по дериватограммам // Геотермические исследования на дне акваторий. М.: Наука, 1988. С. 137–143.

Наряду с традиционными методами измерения теплопроводности донных илов – весового и зондового – применялось определение коэффициента теплопроводности по дериватограммам, что не зависит от первоначальной влагонасыщенности. Метод опробован на ряде озер Белоруссии и Прибалтики. При нагревании образца происходит потеря его веса, зависящая от первичной влажности, что, в свою очередь, связано с теплопроводностью. Для оценки теплопроводности выбрана кривая потери веса при 500 °С. Отклонения экспериментальных данных от аппроксимирующей кривой не превышают 5–8%. Наиболее низкой теплопроводностью характеризуются сапропелевые илы, а наиболее высокой – кремнистые. Метод может использоваться при геотермических работах на шельфе.

Ил. 8. Библиогр. 8 назв.

Научное издание

**ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
НА ДНЕ АКВАТОРИЙ**

*Утверждено к печати  
Комиссией АН СССР по проблемам  
Мирового океана*

Редактор *Н.М. Митяшова*  
Редактор издательства *И.С. Власов*  
Художник *Б.М. Рябышев*  
Художественный редактор *И.Д. Богачев*  
Технический редактор *В.В. Лебедева*  
Корректор *О.А. Разуменко*

Набор выполнен в издательстве  
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 37401

Подписано к печати 05.03.88. Т-00044  
Формат 70 X 100 1/16. Бумага офсетная № 1  
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная  
Усл.печ.л. 12,4. Усл.кр.-отт. 12,9. Уч.-издл. 13,1  
Тираж 550 экз. Тип. зак. 103  
Цена 2р. 60к.

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

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

**В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ "НАУКА"  
ГОТОВЯТСЯ К ВЫПУСКУ КНИГИ**

**Леонов М.Г. Зеленосланцевый метаморфизм — опыт геодинамического анализа. 14 л.**

В монографии рассмотрены геотектонические (палеотектонические, геодинамические, палеогеографические, структурные) условия проявления зеленосланцевого метаморфизма — наиболее распространенного типа метаморфизма фанерозойских складчатых областей и дна современных океанов. Особое внимание уделено описанию геодинамических обстановок проявления метаморфических процессов характерных для складчатой области в целом и отдельных частных геоструктур. Рассмотрена роль структурно-вещественных преобразований горных масс в процессе формирования земной коры в пределах внутриконтинентальных складчатых областей и геоструктур дна современных океанов.

Для геологов, занимающихся теоретической геологией и практическими задачами геокартирования, метаморфической и структурной геологии.

**Шарапов И.П. Методологические проблемы современной геологии. 15 л.**

В монографии уделено большое внимание геологическим законам и методам их открытия, системному анализу, математизации и кибернетизации геологии, терминологии, методам прогнозирования. Характеризуется современное состояние геологии.

Для широкого круга геологов.

**Поздний кайнозой Монголии (стратиграфия и палеогеография). 20 л.**

В монографии впервые разработана детальная биостратиграфия позднего плиоцена, выделено пять фаунистических комплексов млекопитающих. Дана региональная стратиграфия четвертичных отложений. Рассмотрена история развития растительности плиоцена и плейстоцена МНР (более 50 опорных разрезов). Даны новые представления по палеогеографии аридной зоны МНР и Забайкалья. Разработаны палеоиндикационные критерии палинологического анализа в этих регионах. Проведена корреляция палеогеографических событий внутренних регионов Азиатского континента.

Для биостратиграфов, палеогеографов, геологов-четвертичников.

Щербак ова Т.Ф. Амфиболиты беломорского комплекса и их гранитизация. 12 л.

В книге показана изученность амфиболитовых и апоамфиболитовых пород беломорского комплекса на основе новых петрографических и геохимических данных. Рассмотрены особенности метасоматической мигматизации и гранитизации амфиболитов. Рассказано об эволюции этих процессов, сопровождающихся развитием гнейсовидных амфибол-биотитовых и биотит-кварц-плагиоклазовых мигматитов и биотитовых гранитов. Рассмотрены геохимические особенности перераспределения петрогенных элементов и элементов-примесей в процессе гранитизации амфиболитов.

Для геологов, геохимиков, петрографов.

Маслов А.В. Литология верхнерифейских отложений Башкирского мегантиклинория. 14 л.

В монографии рассмотрены условия образования терригенно-карбонатных отложений каратауской серии Башкирского мегантиклинория — типового подразделения верхнего рифея на территории СССР. На основе детального комплекса литолого-фациального анализа разработана классификация генетических типов осадков, фаций и микрофаций и выявлены закономерности распределения их в разрезах и по латерали. Впервые приведена серия палеогеографических карт для различных интервалов позднего рифея и рассмотрена эволюция позднерифейского бассейна осадконакопления на западном склоне Южного Урала.

Для геологов, литологов, занимающихся литолого-фациальным анализом осадочных комплексов.

Осадочные формации Средней Азии. 20 л.

В сборнике публикуются статьи, написанные по докладам на Всесоюзном совещании—семинаре "Образование осадочных формаций (на примере Средней Азии)". В большинстве статей развивается динамическое фациально-палеогеографическое направление генетического учения о формациях. Оно играет ведущую роль при прогнозах и поисках осадочных месторождений.

Для геологов-стратиграфов, разведчиков и поисковиков осадочных месторождений.

**ЗАКАЗЫ ПРОСИМ НАПРАВЛЯТЬ  
ПО ОДНОМУ ИЗ ПЕРЕЧИСЛЕННЫХ АДРЕСОВ  
МАГАЗИНОВ "КНИГА-ПОЧТОЙ" "АКАДЕМКНИГА":**

*Магазины "Книга-почтой":*

252030 *Киев*, ул. Пирогова, 4; 197345 *Ленинград*, Петрозаводская, 7; 117192 *Москва*, Мичуринский пр-т, 12

*Магазины "Академкнига" с указанием отделов "Книга-почтой":*

480091 *Алма-Ата*, ул. Фурманова, 91/97 /"Книга-почтой"/; 370005 *Баку*, ул. Коммунистическая, 51 /"Книга-почтой"/; 232600 *Вильнюс*, ул. Университето, 4; 690088 *Владивосток*, Океанский пр-т, 140 /"Книга-почтой"/; 320093 *Днепропетровск*, пр-т Гагарина, 24 /"Книга-почтой"/; 734001 *Душанбе*, пр-т Ленина, 95 /"Книга-почтой"/; 375002 *Ереван*, ул. Туманяна, 31; 664033 *Иркутск*, ул. Лермонтова, 289 /"Книга-почтой"/; 420043 *Казань*, ул. Достоевского, 53 /"Книга-почтой"/; 252030 *Киев*, ул. Ленина, 42; 252142 *Киев*, пр-т Вернадского, 79; 252030 *Киев*, ул. Пирогова, 2; 277012 *Кишинев*, пр-т Ленина, 148 /"Книга-почтой"/; 343900 *Краматорск*, Донецкой обл., ул. Марата, 1 /"Книга-почтой"/; 660049 *Красноярск*, пр-т Мира, 84; 443002 *Куйбышев*, пр-т Ленина, 2 /"Книга-почтой"/; 191104 *Ленинград*, Литейный пр-т, 57; 199164 *Ленинград*, Таможенный пер., 2; 196034 *Ленинград*, В/О, 9 линия, 16; 220012 *Минск*, Ленинский пр-т, 72 /"Книга-почтой"/; 103009 *Москва*, ул. Горького, 19-а; 117312 *Москва*, ул. Вавилова, 55/7; 630076 *Новосибирск*, Красный пр-т, 51; 630090 *Новосибирск*, Морской пр-т, 22 /"Книга-почтой"/; 142284 *Протвино*, Московской обл., ул. Победы, 8; 142292 *Пушино*, Московской обл., МР, "В", 1; 620161 *Свердловск*, ул. Мамина-Сибиряка, 137 /"Книга-почтой"/; 700000 *Ташкент*, ул. Ю. Фучика, 1; 700029 *Ташкент*, ул. Ленина, 73; 700070 *Ташкент*, ул. Ш. Руставели, 43; 700185 *Ташкент*, ул. Дружбы народов, 6 /"Книга-почтой"/; 634050 *Томск*, наб. реки Ушайки, 18; 634050 *Томск*, Академический пр-т, 5; 450059 *Уфа*, ул. Р. Зорге, 10 /"Книга-почтой"/; 450025 *Уфа*, ул. Коммунистическая, 49; 720000 *Фрунзе*, бульвар Дзержинского, 42 /"Книга-почтой"/; 310078 *Харьков*, ул. Чернышевского, 87 /"Книга-почтой"/

2 р. 60 к.

5003

