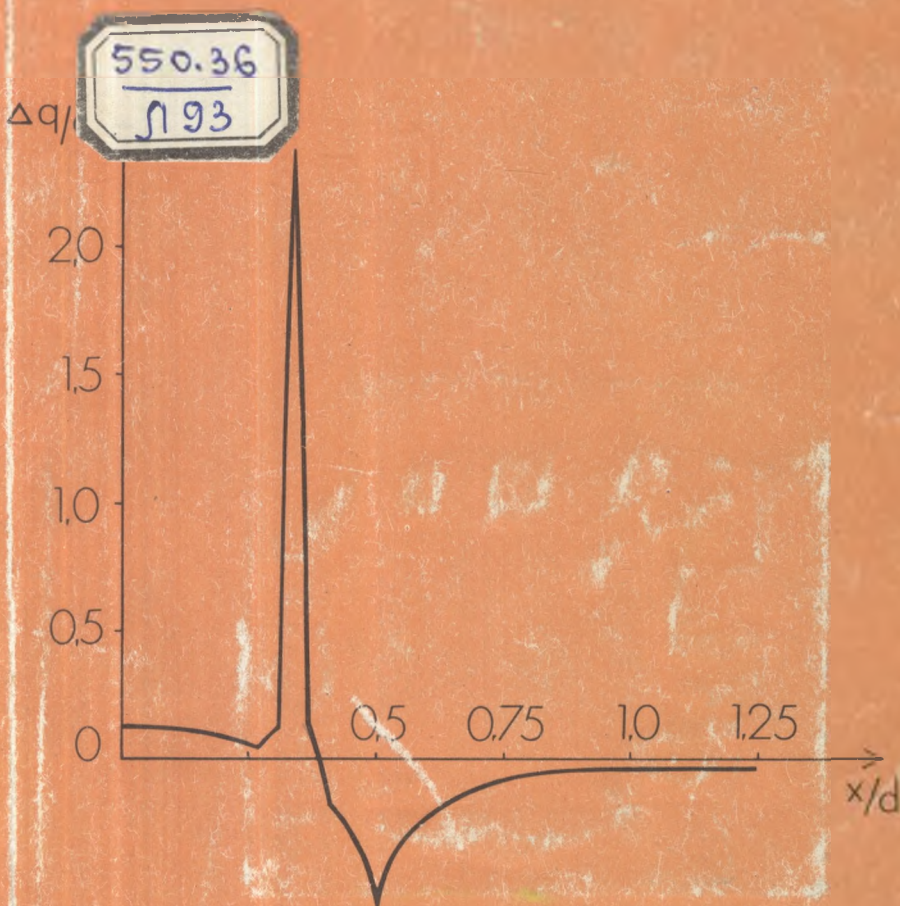


Е. А. Любимова, В. М. Любошиц,  
О. И. Парфенюк

# Численные модели тепловых полей Земли



АКАДЕМИЯ НАУК СССР

НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ГЕОТЕРМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ  
ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ ИМ. О.Ю. ШМИДТА

**Е. А. Любимова, В. М. Любошиц,  
О. И. Парфенюк**

**Численные  
модели  
тепловых полей  
Земли**



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

Москва 1983

Любимова Е.А., Любошиц В.М., Парфенюк О.И. Численные модели тепловых полей Земли. — М.: Наука, 1983.

В работе предложены численные методы решения двумерных и одномерных геотермических задач применительно к ряду геологических разрезов, разрезов ГСЗ, различных геоструктур. Рассмотрены вопросы интерпретации тепловых полей и теплового потока, в частности для зон включения тел различной формы, разных теплофизических свойств, генерации тепла, внедрения интрузий и магматических тел. Изучаются особенности теплового поля Земли во времени для различных слоев: коры, литосферы, мантии, ядра. Конвективный теплоперенос учитывается моделью параметризованной конвекции. Модели теплового потока и глубинных геотерм определяются для областей срединно-океанических хребтов, сейсмофокальных зон, астеносферных выступов. Разработаны новые подходы к решению задач дистанционной разведки.

Табл. 12, ил. 50, библиогр. 133 назв.

Ответственный редактор  
доктор физико-математических наук  
М.П. ВОЛАРОВИЧ

## ВВЕДЕНИЕ

Методы численного моделирования занимают все более прочное место в геофизике как средство косвенного познания строения глубин Земли на основе данных, полученных на ее поверхности. В геотермике начало численного моделирования относится фактически к первым работам о термическом режиме и термической истории Земли [Тихонов, 1937; Любимова, 1952], в которых рассматривалось распределение температуры по глубине на основе уравнения теплопроводности с учетом данных о внутренних источниках тепла.

В результате расчетов определялся тепловой поток у поверхности и сравнивался с наблюдаемым средним по планете значением. Затем проводилась корректировка внутренних параметров. Таким способом (без учета горизонтальных неоднородностей) получено много вариантов термической истории Земли, которые отличаются различными уточнениями, касающимися содержания радиоактивных элементов, состава земного ядра, влияния гравитационной дифференциации [Левин, Маева, 1960; Витязев, Маева, 1976]. Работы в этом направлении продолжаются для одномерных моделей, для модели квазиоднородной Земли с учетом, например, движущейся границы фазового перехода [Тихонов и др., 1969] или при построении карт температур на границе Мохо, опирающемся на простейшую одномерную модель [Кутас, 1978]. Однако накопленный материал наблюдений теплового потока свидетельствует о крайне неоднородном его распределении, что требует развития методов интерпретации, учитывающих горизонтальные неоднородности, связанные с различными внедрениями тел другой теплопроводности, интрузий иной температуры, магматических камер, блоков повышенной или пониженной радиоактивности, наклоненных зон типа Заварицкого—Беньюфа и др.

Важное значение при изучении неоднородностей геотермических (так же как и любых других геофизических) полей имеют разломы различного порядка. Общеизвестно значительное развитие термических моделей (или численного моделирования) в исследованиях глобальных структур, зон рифтогенеза и срединных океанических хребтов, а также островных дуг.

Изучение геофизических полей, в частности геотермических, в этих условиях требует принципиально новой постановки работ, а именно применения двумерных моделей, осложненных наличием вертикального контакта между средами (например, контакт океан—континент или контакт по оси рифта). Задание вертикального контакта сопряжено с введением дополнительной функции контакта и сочленением краевых условий. Все это потребовало разработки новых подходов. Первые попытки, сделанные в этом направлении, были опубликованы в работах авторов [Lubimova et al., 1976; Любимова и др., 1976], где разработаны преимущественно основы аналитического метода. В данной работе суммируются главным образом

численные решения и их приложения к геотермике и связанным с ней моделям ГСЗ и отчасти геоэлектрики.

Одним из актуальных вопросов в геодинамике является обсуждение комплексного подхода к изучению внутренних процессов и структуры Земли. Перспективным является метод сопоставления разрезов ГСЗ с геотермическими разрезами, что позволяет лучше понять структуру недр.

На этом пути в большой мере могут быть использованы результаты, полученные по разрезам земной коры территории СССР, некоторые примеры которых приводятся. Для расчетов применимы сеточные алгоритмы, разработанные В.М. Любошицем вначале для задач электроразведки (при использовании уравнения Лапласа), а затем развитые на случай геотермических полей (при использовании уравнения Пуассона). При этом в рассмотрение могут быть включены неровности рельефа, интрузии магм, неравномерное распределение источников тепла и теплофизических свойств.

Двумерные геофизические задачи находят широкое приложение в современной геодинамике. Так, большое поле деятельности для геотермической интерпретации предоставляют предложенные геологами тектонические схемы развития земной коры. Роль тепла в формировании различных эндогенных процессов неоднократно подчеркивалась В.В. Белоусовым [1978]. Сочетанию тепловых и гравитационных воздействий отдает предпочтение в своих концепциях В.Е. Хаин [1973]. Развитию разломов (в нашем понимании — контактов и границ внутри двумерного блока) большое значение придает А.В. Пейве [Пейве и др., 1983]. Роль температурных неоднородностей в качестве спускового механизма в развитии бассейновых структур подчеркивается А.Л. Яншиным. Можно было бы назвать еще интересные тектонические теории, к обоснованию которых очень эффективно могут быть приложены двумерные геотермические модели. В монографию включены некоторые примеры подобных приложений.

Среди советских и зарубежных исследователей не прекращается дискуссия относительно природы теплового потока в зонах перехода океанической литосферы в континентальную. При исследовании этого вопроса уже разработано большое количество вычислительных схем [Toksöz et al., 1978], позволяющих испытать те или иные тепловые модели в зависимости от вариации физических параметров, фазовых переходов, источников тепла. В книге приводятся примеры и варианты таких двумерных численных моделей. Наряду с двумерными вариантами рассматриваются также одномерные распределения температур при учете зависимости температуры от времени, т.е. примеры эволюционной термической модели, которая в настоящее время изучается на новом уровне сложности, учитывающем интенсивную конвекцию в зоне расплава в верхах мантии с начала формирования Земли. Все изученные примеры отражают поиск последних лет в области теоретической геотермии с использованием арсенала новейших вычислительных средств.

## Глава I

### ОСНОВЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУМЕРНЫХ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В НЕОДНОРОДНОЙ КОРЕ И ЛИТОСФЕРЕ МЕТОДОМ СЕТОК

Изучение связи теплового потока с развитием геологических структур сделало в настоящее время актуальной задачу изучения тепловых полей в зонах контакта неоднородностей, контрастных режимов генерации тепла и теплопроводности, зон внедрения магматических и интрузивных тел, явлений дифференциации вещества, локальных поверхностных включений и других глубинных источников. Важным в теоретическом и прикладном аспектах является изучение теплового поля вблизи контакта двух горизонтальнослоистых сред, что требует рассмотрения двумерных задач. Подобные задачи возникают при интерпретации любых геофизических полей в области разломной тектоники, но соответствующий математический аппарат пока используется недостаточно. Вместе с тем многие из этих задач могут быть численно решены при использовании метода конечных разностей (метода сеток) для двумерных сред с достаточно произвольной геометрией внутренних границ [Березин, Жидков, 1962].

Переход к обоснованному решению двумерных задач в практике геотермических исследований является существенным прогрессом, позволяющим перейти к построению конкретных комплексных моделей земной коры и литосферы и использовать в качестве исходных разрезов результаты глубинного сейсмического зондирования и просвечивания, которые дают фактические двумерные профили среды с неоднородными включениями и неоднородностями рельефа границ.

Информация о структуре стационарных тепловых полей в указанных случаях может быть получена уже путем использования дифференциального уравнения в частных производных эллиптического типа для неподвижной изотропной среды, а именно:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) = -f, \quad (1)$$

где  $T$  — температура;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $f$  — плотность тепловыделения.

В качестве математической модели блоков коры и литосферы может быть использована следующая.

Представим себе литосферу и кору в виде горизонтальной полосы, ограниченной сверху и снизу кусочно-гладкими поверхностями. Нижняя граница и границы интрузий будут являться изотермами:

$$T'' = c_1 \text{ и } T_j = c_j, \quad (2)$$

где  $T''$  — температура нижней границы;  $T_j$  — температура интрузии. В горизонтальном направлении на бесконечности задается температурное поле одномерной модели, которое получается из уравнения теплопроводности на полубесконечной прямой при условии стремления к нулю вертикального

градиента температуры на бесконечности внизу:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y \rightarrow \infty} = 0. \quad (3)$$

Однако проще и удобнее использовать первое граничное условие (2) на конечной глубине.

На верхней границе постоянна сумма

$$T' = T + j_\alpha H_m. \quad (4)$$

где  $j_\alpha$  — адиабатический градиент в атмосфере;  $H_m$  — высота местности. На бесконечности слева и справа заданы одномерные распределения температуры для  $n$ -слойных горизонтальнослоистых разрезов, удовлетворяющие обыкновенным дифференциальным уравнениям теплопроводности

$$\frac{d}{dy} \lambda \frac{dT}{dy} = -f \quad (5)$$

при указанных выше условиях на верхней и нижней границах.

Практический интерес для разведки представляют карты изотерм в литосфере и графики вертикального теплового потока  $q = -\lambda dT/dy$  через дневную поверхность.

В такой постановке прямая задача геотермики сводится к первой краевой задаче для стационарного уравнения теплопроводности. Ее аналитическое решение может быть получено только при одномерном распределении параметров среды или в однородной области простейшей формы (например, в полосе с вырезом). Более сложные неоднородные среды, как правило, недоступны изучению аналитическим методом.

Любой численный метод задает искомую функцию не аналитическим выражением, а таблицей ее значений и указывает алгоритм вычисления таблицы. Возможность применения известного метода конечных разностей (метода сеток) к расчету на ЭЦВМ геотермических полей в двумерных средах с достаточно произвольной геометрией была показана в ряде работ [Тихонов, Самарский, 1972; Любимова, Любошиц, 1975; Любошиц, 1976; Любимова и др., 1976; Lubimova et al., 1976]. Этот метод позволяет получить таблицу приближенных значений решения краевой задачи, определяемой условиями (1)–(5), на дискретном множестве узлов сетки в заданной области. Решение конечноразностной краевой задачи осуществляется итерационным методом. Процесс решения может быть прерван, когда различие между двумя последующими приближениями становится менее заданной величины, например  $10^{-3}$  К.

При расчетах применяется равномерная сетка с шагом  $h_\alpha$  по  $\alpha$ -му направлению, причем внешние и внутренние границы расчетной области согласованы с сеткой, т.е. пересекают ее только в узлах сетки. Погрешность сеточного решения при точных граничных условиях является величиной порядка

$$\max h_\alpha^2. \quad (6)$$

Вертикальный градиент определяется с погрешностью порядка  $\max h_\alpha$  по формулам численного дифференцирования таблицы значений функции в равноотстоящих узлах прямоугольной сетки. Уже при 64 шагах сетки по

каждому направлению погрешность расчета  $\max q$ , оцениваемая по принципу Рунге, не превышает 0,5%.

Ввиду известной неоднозначности обратных задач геофизики следует установить разумные пределы детализации реального разреза. Вместо произвольного кусочно-дифференцируемого распределения параметров изучаемых сред рассмотрим двумерное кусочно-постоянное распределение с плоскими (при осевой симметрии — также цилиндрическими и коническими) внешними и внутренними границами. Будем аппроксимировать изучаемые объекты отдельными плоскими фигурами, такими, как трапеция, прямоугольник, либо их совокупностью (при осевой симметрии соответственно допустимы усеченный конус, цилиндр, конус). Двумерное распределение позволяет отчетливо выделить основные эффекты, связанные с неоднородностью распределения параметров среды. В дальнейшем сеточная методика может быть распространена на трехмерные структуры, криволинейные поверхности разрыва параметров среды, градиентные среды и т.д. Учет всех этих факторов связан с увеличением объема входной информации, усложнением алгоритмов решения прямой и обратной задач.

Исходя из математической формулировки прямой задачи геотермики, можно указать на две основные причины возникновения геотермических аномалий: во-первых, на конфигурацию расчетной области при постоянстве теплопроводности и отсутствии тепловыделения, во-вторых, на рефракцию одномерного теплового потока на локальных неоднородностях теплопроводности и локальное тепловыделение в горизонтальнослоистой среде. Ниже приведены результаты численного моделирования каждого из этих двух классов аномалий.

Рассмотрим однородную литосферу без источников тепла при наличии рельефа, интрузий и подъемов магмы.

В задачах этого класса температурное поле является гармонической функцией координат

$$\Delta T = 0. \quad (7)$$

Оно целиком определяется краевыми условиями и геометрией области.

Искажение однородного теплового потока рельефом (топографическая поправка) изучалось на таких типичных формах, как кальдера с наклонными ( $45^\circ$ ) и вертикальными стенками, горный хребет и т.д. На рис. 1–4 представлены расчетные кривые  $\Delta q/q_0$ , где  $q_0$  — тепловой поток через дневную поверхность  $n$ -слойного горизонтальнослоистого разреза. Для однородной среды  $n = 1$ , причем

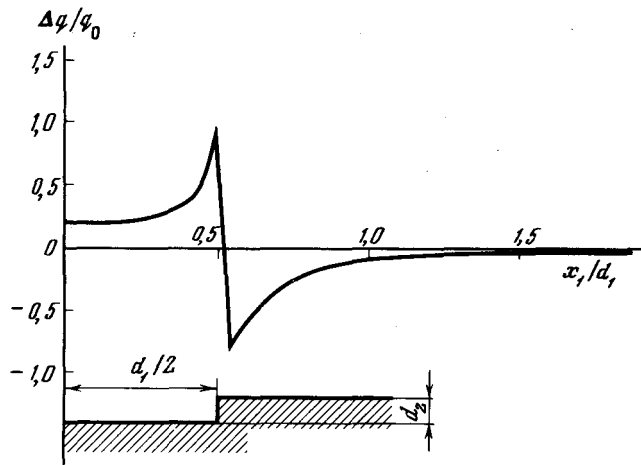
$$q_0 = \lambda (T'' - T')/H, \quad (8)$$

где  $H$  — мощность литосферы.

Функция

$$\Delta q/q_0 = (q - q_0)/q_0$$

знакопеременная. Отрицательные (или положительные) аномалии расположены над положительными (соответственно отрицательными) формами рельефа, аномалии противоположного знака — на плато, вблизи изучаемого объекта. Если горизонтальные участки впадин и поднятий имеют конечный размер, то центральный экстремум расщепляется на два экстремума, приуроченных к точкам излома дневной поверхности.

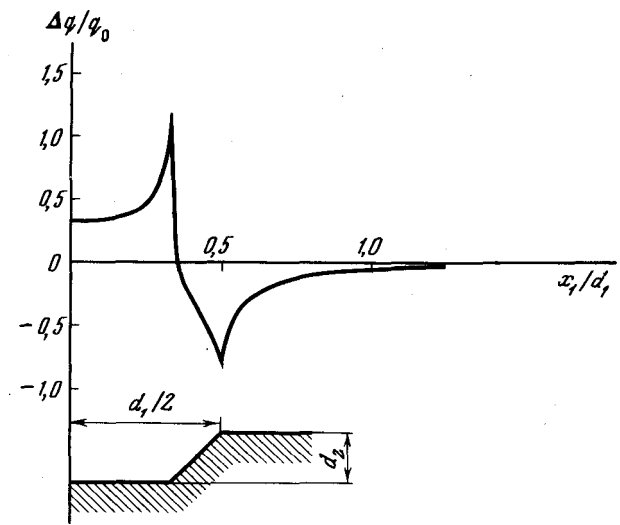


Р и с. 1. Топографическая поправка к тепловому потоку для прямоугольной впадины ( $d_1 = 48h$ ;  $d_2 = 4h$ )

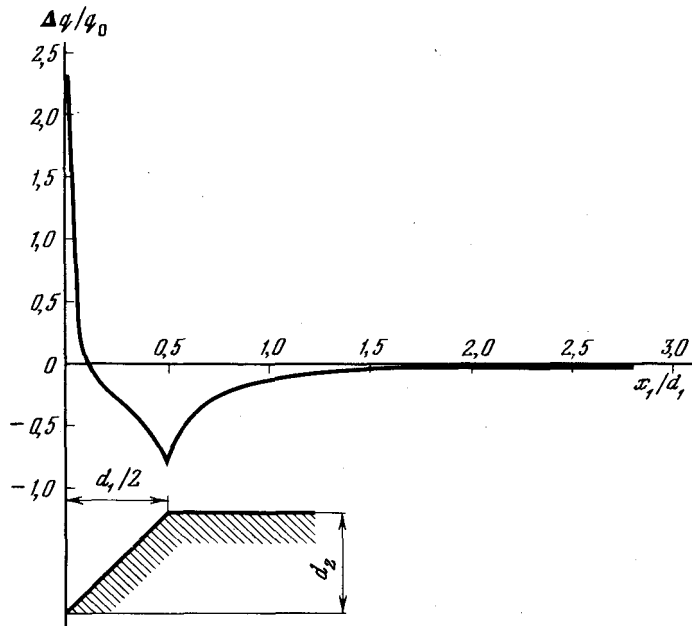
Условные обозначения к рис. 1–4

$d_1$  — горизонтальный размер впадины на дневной поверхности;  $d_2$  — вертикальный размер впадины;  $x_1$  — расстояние от плоскости симметрии моделируемого объекта;  $h$  — шаг квадратной сетки

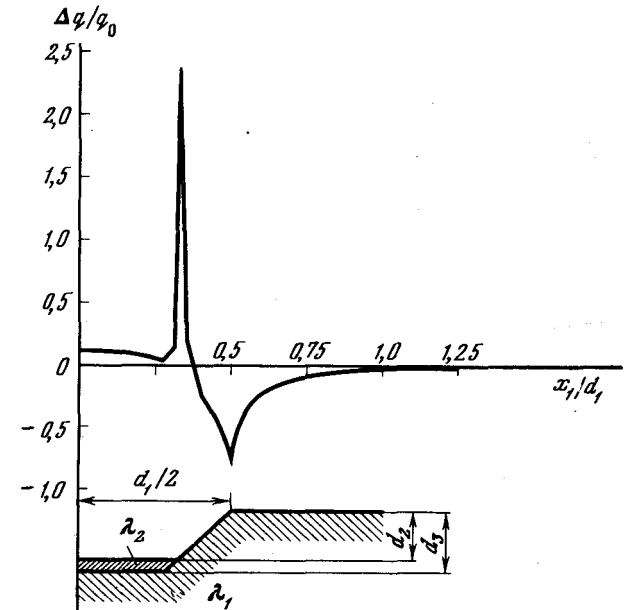
Прочие пояснения см. в тексте



Р и с. 3. Трапецидальная впадина с наклоном боковых стенок  $45^\circ$  ( $d_1 = 48h$ ;  $d_2 = 8h$ )  
Условные обозначения см. на рис. 1



Р и с. 2. Треугольная впадина ( $d_1 = 16h$ ;  $d_2 = 8h$ )  
Условные обозначения см. на рис. 1



Р и с. 4. Та же впадина, что на рис. 3, но с расположенным под ней трапецидальным локальным включением ( $d_3 = 10h$ ), теплопроводность которого  $\lambda_2$  втрое меньше теплопроводности вмещающей среды  $\lambda_1$ ;  $d_3$  — глубина нижней границы локального включения; остальные условные обозначения см. на рис. 1

В случае бесконечного по простиранию треугольного хребта можно сопоставить сеточное решение с приближенным аналитическим решением Лиса. Если высота хребта  $H_m$ , полуширина  $2b$ , то

$$T = T_0 + x_2 G_u + \frac{b_0(x_2 + b_1)}{x_1^2 + (x_2 + b_1)^2}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x_2} = G_u + \frac{b_0 [x_1^2 - (x_2 + b_1)^2]}{[x_1^2 + (x_2 + b_1)^2]^2}, \quad (10)$$

где  $T_0$  – температура дневной поверхности у подошвы хребта;  $G_u$  – невозмущенный вертикальный градиент;  $x_1$  и  $x_2$  – абсцисса и ордината, отсчитываемые от центра туннеля под хребтом;

$$b_0 = \frac{(G_u - j_\alpha) H_m^2}{2} \sqrt{1 + (2b/H_m)^2}; \quad (11)$$

$$b_1 = H_m + \frac{H_m}{2} \sqrt{1 + (2b/H_m)^2}. \quad (12)$$

Если  $2b/H_m = 1$  (прямоугольный треугольник), то  $b_0 = (G_u - j_\alpha) H_m^2 / \sqrt{2}$ ,  $b_1 = H_m (1 + \sqrt{2}) / \sqrt{2}$ . В начале координат температура выше, чем на концах туннеля, на величину  $(G_u - j_\alpha) H_m / (1 + \sqrt{2})$ , а вертикальный градиент ниже; чем вдали от хребта, на величину  $(G_u - j_\alpha) \sqrt{2} / (1 + \sqrt{2})^2$ .

Если  $H_m = 4$  км,  $G_u = 33,3$  К/км,  $j_\alpha = 0$  К/км, то величины аномалий равны соответственно 55,2 К и 8,1 К/км [Jaeger, 1970].

Сеточные значения этих величин 42,3 К и 12,8 К/км. При уменьшении шага сетки с 1 до 0,5 км получено 42,7 К и 12,6 К/км. Можно утверждать, что формулы Лиса (9) – (12) дают завышенную (на 25%) оценку избыточной температуры и в 1,5 раза заниженную оценку аномалии вертикального градиента. Для конусообразной горы при тех же условиях получено соответственно 31,1 К и 19 К/км.

Следует отметить, что аппроксимация дневной поверхности ломаной линией, состоящей из отрезков прямых, приводит к неустраняемой погрешности предлагаемой математической модели: "возникает" бесконечно большой тепловой поток на изломе границы с внутренним углом более  $180^\circ$  и нулевой в вершине треугольного хребта.

Поднятия нижней границы литосферы и интрузии, отделившиеся от нее и нагретые до температуры более высокой, чем та, которая имеет место в их отсутствие, вызывают положительную аномалию  $q$ . Две бесконечно тонкие вертикальные пластины высотой  $H/2$ , расположенные на расстоянии  $H/2$  посредине литосферы и поддерживаемые каким-либо образом при температуре плавления магмы, проявляют себя почти трехкратным тепловым потоком, максимумы которого смещены от плоскости симметрии к пластинам. Для бесконечно тонкого кольца тех же размеров максимум на 3% выше и смещен к оси. С точностью до 0,01% результаты не меняются, если заменить интрузии подъемами магмы до той же высоты. При подъеме магмы до середины литосферы имеется только один максимум теплового потока, равный 1,59 для двух пластин и 1,52 для кольцевого подъема.

Если расплавленная магма поднимается по вертикальному (либо на-

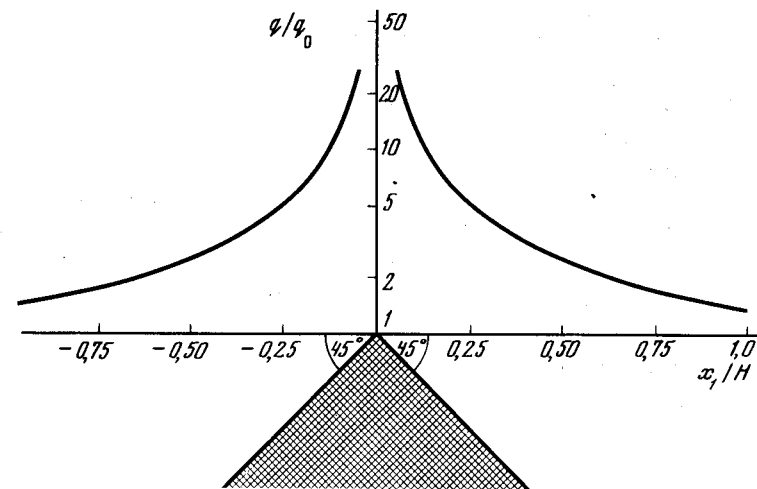


Рис. 5. Аномалия теплового потока, обусловленная поднятием частично расплавленной астеносферы (в виде треугольного выступа, с углами наклона границ  $45^\circ$ ) до дневной поверхности. Мощность литосферы  $H = 40$  км

лоненному на  $\pm 45^\circ$ ) разлому до дневной поверхности, то возникает сингулярность теплового потока из-за нарушения граничных условий (рис. 5). Для вертикальной стенки [Лаврентьев, Шабат, 1964]

$$\frac{q}{q_0} = \operatorname{cth}(\pi x_1 / 2H). \quad (13)$$

Избыточный тепловой поток вдали от стенки

$$\frac{\Delta q}{q_0} \geq 2 \exp(-\pi x_1 / H). \quad (14)$$

В ряде работ рассматривается вертикальный подъем магмы до высоты  $H_m < H$  в связи с задачей интерпретации теплового потока в областях разломной тектоники типа рифтовых зон. Введем параметр  $m = H / (H - H_m)$ . В предположении линейного убывания температуры в плоскости симметрии от  $T''$  в верхней точке подъема магмы до  $T'$  на дневной поверхности получено асимптотическое выражение для  $\Delta q$ , аналогичное (14) и совпадающее с ним при  $m \rightarrow \infty$ :

$$\frac{\Delta q}{q_0} = 2 \frac{m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} \exp(-\pi x_1 / H). \quad (15)$$

В предположении, что в плоскости симметрии над бесконечно тонкой стенкой расплавленной магмы  $\frac{\partial T}{\partial x_1} = 0$ , имеем из известного решения задачи о полосе с выброшенным отрезком [Лаврентьев, Шабат, 1965]:

$$\frac{q}{q_0} = \left( \sin \frac{\pi}{2m} \sqrt{1 + \operatorname{th}^2 \frac{\pi x_1}{2H} \operatorname{ctg}^2 \frac{\pi}{2m}} \right)^{-1} \quad (16)$$

с асимптотикой, также совпадающей с (14) при  $m \rightarrow \infty$ :

$$\frac{\Delta q}{q_0} = 2 \cos^2 \frac{\pi}{2m} \exp(-\pi x_1/H). \quad (17)$$

Ввиду асимптотически экспоненциального спада  $\Delta q/q_0$  при простейшей форме подъема магмы кажется целесообразным представить теоретические и экспериментальные кривые положительного избыточного потока в координатах  $x_1/H$  и  $\ln(\Delta q/q_0)$ .

Величиной  $m$  определяются как  $\max(q/q_0)$ , так и относительная полуширина  $\Delta/H$  аномалии:

$$q(0)/q_0 = 1/\sin(\pi/2m); \quad (18)$$

$$\frac{\Delta}{H} = \frac{2}{\pi} \ln \frac{1 + \Omega}{1 - \Omega}, \quad (19)$$

$$\text{где } \Omega = \sqrt{\frac{3 + \sin \frac{\pi}{2m}}{3 - \sin \frac{\pi}{2m}}} \frac{\sin \frac{\pi}{2m}}{1 + \sin \frac{\pi}{2m}}.$$

Распределение температуры в плоскости симметрии над вершиной стенки нелинейно: температурный градиент имеет особенность типа  $O[(H - H_m - x_2)^{1/2}]$  ввиду принятой идеализации геометрии задачи:

$$\frac{T - T'}{T'' - T'} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\operatorname{ctg}^2 \frac{\pi x_2}{2H} - \operatorname{tg}^2 \frac{\pi H_m}{2H}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi H_m}{2H}}}. \quad (20)$$

При  $m = 10$ ; 2 и 1,25 оценки  $q(0)/q_0$  по (18) и по методу сеток равны соответственно 6,4 и 6,8; 1,414 и 1,432; 1,053 и 1,056, тогда как в предположении линейного профиля температуры над стенкой они равны  $m$ . Оценки  $\Delta$  по (19) и по методу сеток совпадают с точностью до  $h/2$  при  $H = 40h$ . При тех же  $m$  значения  $\Delta/H$  равны соответственно 0,25; 0,9 и 1,1. При  $m \rightarrow \infty$

$$q(0)/q_0 \rightarrow \frac{2m}{\pi}; \quad \Delta/H \rightarrow 2\sqrt{3}/m.$$

При подъеме магмы в виде стенки до середины литосферы аномалия теплового потока меньше и уже, чем для треугольного и квадратного поднятия той же высоты:  $q(0)/q_0$  равно соответственно 1,57 и 1,84,  $\Delta/H - 1,0$  и 1,05.

Если расстояние от вершины подъема магмы до дневной поверхности уменьшается до четверти мощности литосферы ( $m = 4$ ), то  $q(0)/q_0$  в зависимости от формы поднятия возрастает соответственно до 2,70; 3,08; 3,80, а относительная полуширина уменьшается до 0,60; 0,70; 0,75.

Для бесконечно тонкого стержня аномалия  $\Delta q/q_0$  в несколько раз меньше и немного уже при том же  $m$ . Например,  $q(0)/q_0 = 1,07$  при  $m = 2$  и  $q(0)/q_0 = 1,42$  при  $m = 4$ .  $\Delta/H$  соответственно равно 0,8 и 0,5.

Если вертикальная стенка магмы охлаждена до двух третей температуры плавления, например с 1200 до 800°С, то при  $m = 4$  величина  $q(0)/q_0$  падает с 2,70 до 1,87,  $\Delta/H -$  с 0,6 до 0,5.

Экспериментальный профиль теплового потока для оз. Байкал имеет  $q(0)/q_0 = 2,4$ ,  $\Delta = 45$  км и хорошо аппроксимируется палеткой для стенки расплавленной магмы, если  $m = \pi/2 \arcsin(q_0/q(0)) = 3,7$ . При этом  $m$  отношение  $\Delta/H = 0,63$ , т.е.  $H = 72$  км, глубина до верхней кромки источника аномалии 20 км, тогда как для линейного профиля температуры над стенкой имеем соответственно 82 и 33 км, т.е. эти несингулярные модели дают близкие, но не вполне совпадающие друг с другом результаты.

Предполагая подъем магмы в виде канала конечной ширины, получим меньшее значение  $m$  и большее значение  $\Delta/H$ , т.е. меньшее значение мощности литосферы.

Из рис. 6 видно, что поднятие магмы в виде треугольника (кривая 3) до уровня подошвы треугольного хребта приводит к двум симметрично расположенным экстремумам, приуроченным к границам хребта.

Рассмотрим рефракцию теплового потока на термических неоднородностях в горизонтальнослоистой среде.

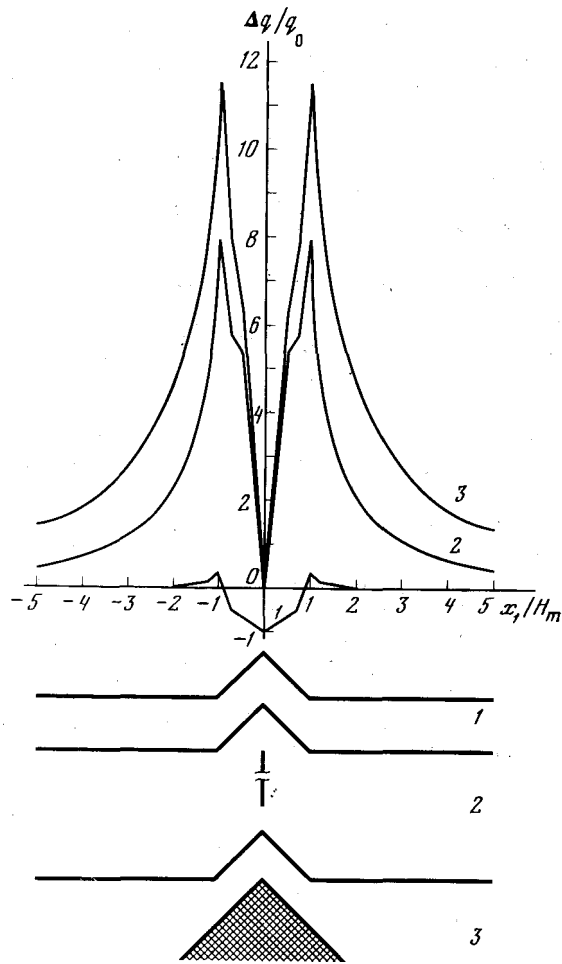
В  $k$ -м слое  $n$ -слоистой горизонтальнослоистой разреза, ограниченного сверху и снизу изотермическими плоскостями  $T'$  и  $T''$ , невозмущенный профиль теплового потока и температуры по глубине  $y$  определяется интегрированием уравнения (5):

$$q = q_0 - \sum_{\alpha=1}^k f_{\alpha} H_{\alpha} + f_k (y_k - y); \quad (21)$$

$$T - T' = \sum_{i=1}^k \frac{H_i}{\lambda_i} \left( q_0 - \sum_{\alpha=1}^i f_{\alpha} H_{\alpha} + \frac{f_i H_i}{2} \right) - \frac{y_k - y}{\lambda_i} \left( q_0 - \sum_{\alpha=1}^k f_{\alpha} H_{\alpha} + \frac{f_k (y_k - y)}{2} \right), \quad (22)$$

где  $H_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $f_i$ ,  $y_i$  — соответственно мощность, теплопроводность, плотность тепловыделения и глубина залегания подошвы  $i$ -го слоя,

$$H = \sum_{i=1}^n H_i; \quad y_k = \sum_{i=1}^k H_i; \quad q_0 = \frac{T'' - T' + \sum_{i=1}^n \frac{H_i}{\lambda_i} \left( \sum_{\alpha=1}^i f_{\alpha} H_{\alpha} - \frac{f_i H_i}{2} \right)}{\sum_{i=1}^n \frac{H_i}{\lambda_i}}. \quad (23)$$



Р и с. 6. Топографическая поправка к тепловому потоку при исследовании хребтов. Мощность литосферы  $H = 40h$ ; высота хребта  $H_m = H/30$ ; ширина хребта в его основании  $4b = 2H_m$  (угол наклона боковых границ  $45^\circ$ ).  
 1 — линейно-вытянутый хребет в области однородной литосферы; 2 — линейно-вытянутый хребет над частично расплавленной астеносферой, поднятой в виде вертикальной стенки до основания хребта; 3 — то же, но поднятие треугольного вида с углом наклона боковых границ  $45^\circ$ . Цифры у кривых  $\Delta q/q_0$  соответствуют этим вариантам, рассчитанным для потока в осевых зонах океанических хребтов

Если все  $f_i = 0$ , то безразмерный профиль температуры зависит от относительных, а не от абсолютных значений  $H_i$  и  $\lambda_i$ :

$$\frac{T - T'}{T'' - T'} = \frac{\sum_{i=1}^k \frac{H_i}{\lambda_i} + \frac{y - y_k}{\lambda_k}}{\sum_{i=1}^n \frac{H_i}{\lambda_i}} \quad (24)$$

Если имеется генерация тепла хотя бы в одном слое, то появляется дополнительная зависимость от безразмерного параметра  $f_i H_i^2 / \lambda_i (T'' - T')$  для этого слоя и относительных значений  $f_i / f_j$ ,  $i \neq j$ . В частности, если генерация тепла происходит только в верхнем слое однородной по теплопроводности литосферы, то

$$q_0 = \frac{\lambda(T'' - T')}{H} + f_1 H_1 \left(1 - \frac{H_1}{2H}\right). \quad (25)$$

В верхнем слое

$$\frac{T - T'}{T'' - T'} = \frac{y}{H} + \frac{f_1 H_1^2}{2\lambda(T'' - T')} \left(\frac{y}{H_1}\right) \left(2 - \frac{H_1}{H} - \frac{y}{H_1}\right); \quad (26)$$

$$q = \frac{\lambda(T'' - T')}{H} + f_1 H_1 \left(1 - \frac{H_1}{2H} - \frac{y}{H_1}\right) = q_0 - f_1 y. \quad (27)$$

В нижнем слое

$$\frac{T - T'}{T'' - T'} = \frac{y}{H} + \frac{f_1 H_1^2}{2\lambda(T'' - T')} \left(1 - \frac{y}{H}\right); \quad (28)$$

$$q = \frac{\lambda(T'' - T')}{H} - f_1 \frac{H_1^2}{2H}. \quad (29)$$

При контакте двух горизонтальнослоистых сред либо при внедрении в  $i$ -й слой горизонтальнослоистой среды локального объекта, отличающегося по своим теплофизическим параметрам от этого слоя, возникает горизонтальная неоднородность по теплопроводности или плотности тепловыделения, искажающая одномерное тепловое поле.

Рассмотрим рефракцию теплового потока из-за различия теплопроводностей локального включения ( $\lambda_2$ ) и однородной среды ( $\lambda_1$ ) в отсутствие генерации тепла. Локальное включение, как и рельеф, перераспределяет тепловой поток, не изменяя его суммарной величины, причем положительным (или отрицательным) формам рельефа соответствует локальное включение пониженной (соответственно — повышенной) теплопроводности.

Величина  $\Delta q/q_0$  над полусфероидным включением на дневной поверхности однородной среды постоянна и равна  $2(\lambda_2 - \lambda_1)/(2\lambda_1 + \lambda_2)$  для полусферы и  $(\lambda_2 - \lambda_1)/(\lambda_2 + \lambda_1)$  для полуцилиндра, т.е. при любом отношении теплопроводностей  $|\Delta q/q_0| \leq 2$  в первом случае и  $|\Delta q/q_0| \leq 1$  во втором. При  $\lambda_2/\lambda_1 = 3$  для полусферы  $\Delta q/q_0$  равно +0,8; для полуцилиндра +0,5, при  $\lambda_2 = \lambda_1/3$  — соответственно -0,57 и -0,5.

Над проводящим поверхностным включением ( $\lambda_2 = 3\lambda_1$ ) амплитуда  $\Delta q/q_0$  равна +0,95 в случае квадрата, +0,53 в случае горизонтального прямоугольника (линзы) с отношением сторон 4:1 и +1,51 в случае ограниченного по глубине вертикального пласта, ширина которого в четыре раза меньше высоты. Для изолирующих включений ( $\lambda_2 = \lambda_1/3$ ) — соответственно -0,58; -0,50 и -0,66. Разделение экстремумов заметнее для линзы, чем для квадрата или вертикального пласта.

Поверхностные антиклинальное и синклиналиное включения отмечаются

одним центральным экстремумом  $\Delta q/q_0$ , но в первом случае он остр и узок при плавных побочных экстремумах (противоположного знака), во втором — гладок при четких побочных экстремумах. Проводящие поверхностные включения в верхнем слое двуслойного разреза с изолирующим основанием ( $\lambda_3 = \lambda_1/3$ ) дают с точностью до 10% те же величины  $\Delta q/q_0$ , что и в однородной среде, имеющей теплопроводность верхнего слоя.

При чувствительности геотермических исследований в пределах 10–20% от невозмущенного теплового потока глубинность теплового зондирования погребенных квадратных включений равна стороне квадрата  $d$ . Такова же глубинность зондирования в случае проводящей линзы высотой  $d$  и вертикального изолирующего пласта шириной  $d$ . Для проводящего пласта и изолирующей линзы глубинность примерно удваивается. Аномалии от двух квадратов, расстояние между которыми  $d$ , различимые при глубине погружения  $d/4$ , при глубине  $d$  сливаются в одну.

Для погруженного цилиндра, высота которого равна диаметру,  $\max(\Delta q/q_0)$  на 50% больше, чем для цилиндра той же теплопроводности, выходящего на дневную поверхность (рис. 7,8). Однако уже при глубине погружения  $d/4$  графики  $\Delta q/q_0$  совпадают с точностью до 15%.

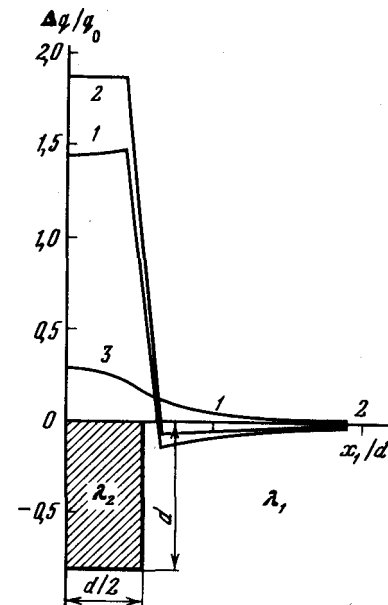
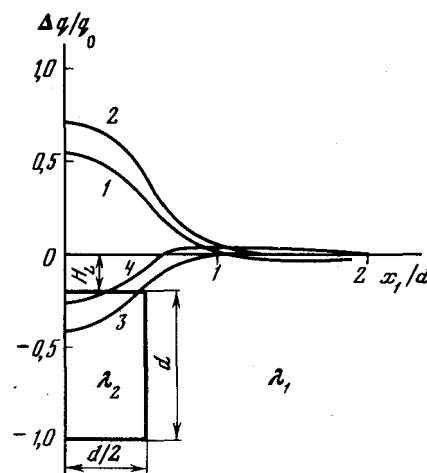
Численные эксперименты показали, что искажение одномерного теплового потока, как и топографическая поправка, не зависит в безразмерных координатах от абсолютного размера структуры, если она достаточно мала по сравнению с внешними размерами сетки (в 5–10 раз). Абсолютный размер включения определяет только линейный размер области возмущения одномерного теплового потока и экстремум аномалии температуры, но не теплового потока.

Как легко видеть из формул (25)–(29), при наличии распределенных источников тепла только геометрического подобия температурных полей недостаточно, если нет совпадения безразмерных параметров  $f_L H_L^2 / \lambda_1 (T'' - T')$ , характеризующих относительные радиогенные вклады в поверхностный тепловой поток. Искажение одномерного теплового потока локальным включением, генерирующим тепло в среде с теплопроводностью  $\lambda_1$  и постоянным градиентом невозмущенного поля  $(T'' - T')/H_L$ , определяется не только скачком теплопроводности в локальном включении, формой и глубиной погружения включения, но и параметром  $f_L d_2 H / \lambda_1 (T'' - T')$ , где  $f_L$  — плотность тепловыделения;  $d_2$  — высота локального включения. Величина  $f_L d_2$  пропорциональна экстремуму радиогенного теплового потока.

Учет масштабного фактора увеличивает объем работ по моделированию, так как для каждой модели необходимо указать не только относительные, но и абсолютные значения теплопроводности, размеров структур и разности температур на границах.

Рассмотрим ряд примеров локальных источников тепла. Возьмем  $f_L$  из условия  $f_L h^2 / \lambda_1 = 3^\circ \text{C}$ , где  $h$  — шаг квадратной сетки. При  $h = 10^5 \text{ см}$ ,  $\lambda_1 = 7 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}\cdot\text{с}\cdot^\circ\text{C}$  получаем  $f_L = 21 \cdot 10^{-13} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{с}$ , что вдвое больше верхнего предела тепловыделения в поверхностных породах Украинского щита. Примем  $T'' - T' = 1200^\circ \text{C}$ ,  $H = 40 \text{ км}$ , т.е. невозмущенный градиент равен  $3 \cdot 10^{-4} \text{ К/см}$ .

На рис. 7–9 приведены результаты расчетов для цилиндра, высота которого равна диаметру ( $d = 8 \text{ км}$ ), и горизонтальной призмы, имеющей квадратное сечение тех же размеров, на дневной поверхности и ниже ее на



Р и с. 7. Поправка за счет рефракции однородного теплового потока на вертикальном цилиндре при генерации тепла и без нее, когда во вмещающей среде генерации тепла нет, используемая для целей дистанционной терморазведки

$\lambda_1$  — теплопроводность однородной вмещающей среды;  $\lambda_2$  — теплопроводность цилиндра,  $H_L$  — глубина погружения верхней кромки цилиндра; высота цилиндра  $d$  равна его диаметру;  $d = 8h$ ;  $h = 1 \text{ км}$ ; невозмущенный геотермический градиент равен  $30^\circ \text{C/км}$ ;  $H_L = d/4$

1 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 3$ ,  $f = 0$ ; 2 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 3$ ,  $f h^2/\lambda_1 = 3$ ; 3 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 1/3$ ,  $f = 0$ ; 4 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 1/3$ ,  $f h^2/\lambda_1 = 3^\circ \text{C}$

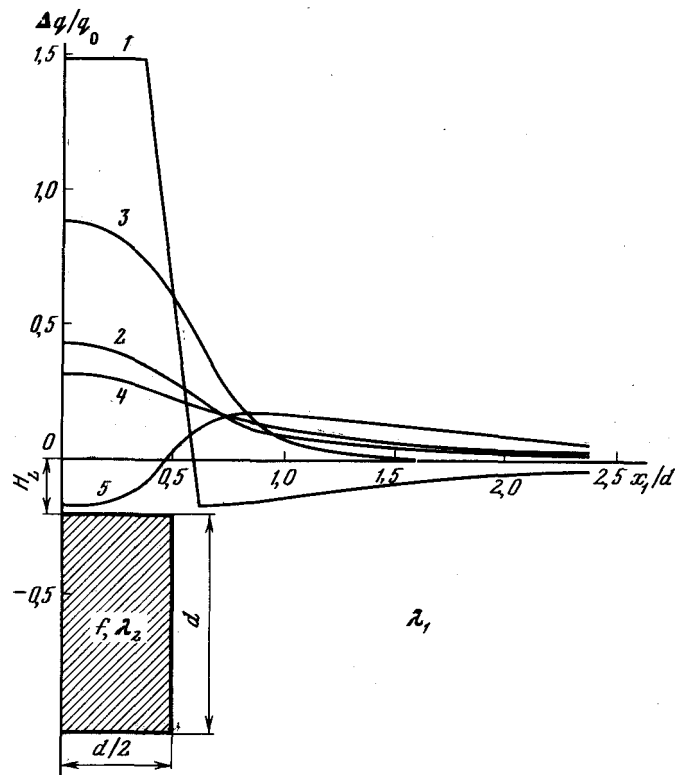
Р и с. 8. То же, что на рис. 7, для цилиндра, выходящего на дневную поверхность

1 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 3$ ;  $f = 0$  (только рефракция); 2 —  $\lambda_2/\lambda_1 = 3$ ;  $f h^2/\lambda_1 = 3^\circ \text{C}$ ; 3 —  $\lambda_2 = \lambda_1$ ;  $f h^2/\lambda_1 = 3^\circ \text{C}$  (только генерация тепла)

$d/4$ . Теплопроводности включения и однородной среды равны либо различаются в три раза. Радиогенный вклад в поверхностный тепловой поток не превышает 0,43% для квадрата и 0,29% для цилиндра при  $f_L d H / \lambda_1 (T'' - T') = 0,8$ . При повышенной теплопроводности включения генерация тепла в нем подчеркивает различие в теплопроводностях, при пониженной — маскирует. Аналогичные расчеты были выполнены для антиклинальной квадратной структуры в трехслойной среде.

Скачок мощности верхнего слоя двуслойной литосферы картируется по четко выраженным границам переходной зоны, так как  $q$  возрастает на 10% при приближении к скачку с той стороны, где  $q_0$  больше, и убывает на 10% при приближении с противоположной стороны. Ширина переходной зоны 0,3H; линия скачка делит ее пополам.

Рассмотрим совокупность факторов, вызывающих геотермические аномалии. В практике геотермических исследований возникает необходимость не только выяснить характер аномалии от одиночного объекта (либо группы объектов одного типа), с тем чтобы, например, отделить аномалии



Р и с. 9. Влияние генерации тепла в квадратном включении на однородный тепловой поток

$d = 8h$  — сторона квадрата ( $h = 1$  км);  $H = 40h$  — мощность литосферы;  $\lambda_2$  — теплопроводность квадрата;  $f$  — плотность тепловыделения в квадрате (во вмещающей среде генерации тепла нет);  $H_L$  — глубина погружения верхней кромки квадрата;  $\Delta T = 1200$  К — разность температур верхней и нижней плоскости границ литосферы  
 1, 2 — однородная вмещающая среда с теплопроводностью  $\lambda_1$  ( $f h^2 / \lambda_1 = 3$  К) при  $H_L = 0$ : 1 —  $\lambda_2 / \lambda_1 = 3$ ; 2 —  $\lambda_2 = \lambda_1$  (только генерация тепла в квадрате); 3–5 — то же при  $H_L = d/4$ : 3 —  $\lambda_2 / \lambda_1 = 3$ ; 4 —  $\lambda_2 = \lambda_1$  (только генерация тепла в квадрате); 5 —  $\lambda_2 = \lambda_1 / 3$

глубинного происхождения от поверхностных аномалий, связанных с искажающим влиянием рельефа, локальных включений и т.д., но и определить совокупное влияние факторов в различных мыслимых комбинациях.

Математически это означает, что стационарное уравнение теплопроводности должно быть решено в прямоугольной и, вообще говоря, в неоднородной области при распределении теплофизических параметров не только по вертикали, но и по горизонтали.

Сочетание рельефа и местных вариаций теплопроводности типично для дна океана, поверхности Луны и т.д. Например, изолирующее локальное включение ( $\lambda_2 = \lambda_1 / 3$ ) на дне впадины, имеющее, как и впадина, форму трапеции, но вчетверо меньшей высоты (см. рис. 3 и 4), снижает  $\Delta q / q_0$  в центре впадины с +0,32 до +0,10 и заменяет широкую, плавно возрастающую к краям дна впадины аномалию на два узких экстремума. Более

сложный случай представлен на рис. 10: подъем магмы под впадиной, проводящее включение на дне впадины и два изолирующих включения на плато рядом с впадиной.

Выходящее на дневную поверхность квадратное включение с теплопроводностью, втрое большей, чем в однородной среде, вдвое повышает  $\max(q/q_0)$  при поднятии магмы до середины литосферы в виде вертикальной стенки, треугольника, квадрата, причем аномалия теплового потока локализуется над включением и имеет четкий неотрицательный минимум над однородной средой рядом с границей включения.

В качестве примера неудачной интерпретации, сделанной в рамках предположения о кондуктивном теплообмене, можно привести распределение экстремумов теплового потока в геосинклинальной системе Курильской островной дуги. Оно обратно топографической поправке: тепловой поток в желобе в шесть раз меньше, чем на дуге. По-видимому, локальный конвективный теплоперенос в зоне Бенюфа является более важным фактором, чем рельеф и разогрев за счет трения [Samarsky et al., 1977].

Для более простых геотермических условий представляется возможным подобрать количество, форму и размер локальных включений, впадин, интрузий и т.д. в соответствии с имеющимися данными о распределении температуры и тепловых потоков. В этом направлении предприняты пока только первые шаги.

Отметим наиболее важные аспекты приложения двумерного численного метода.

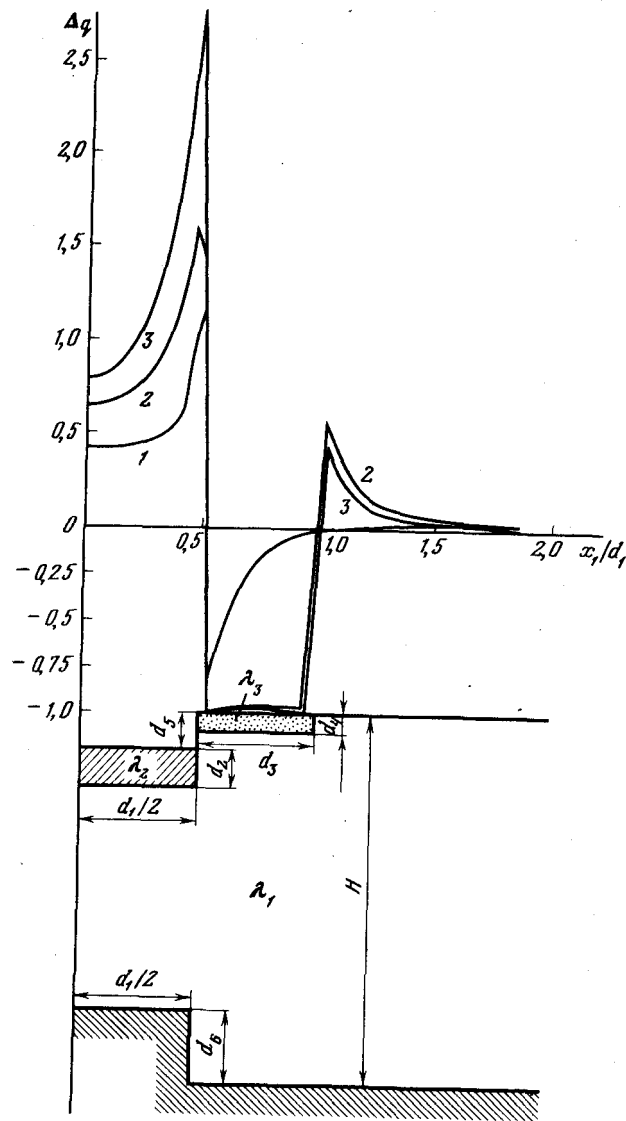
Из сказанного выше следует, что:

1) разработан удобный для геотермики математический аппарат, позволяющий перейти к интерпретации по палеткам, рассчитываемым для сложных двумерных разрезов в процессе подбора разреза, наиболее близкого к истинному, что важно для целей дистанционного тепловидения;

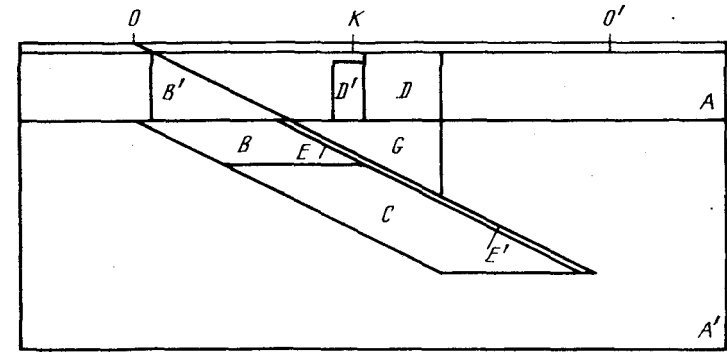
2) построены числовые модели для широких классов двумерных структур и численно определены закономерные связи аномалий с вызывающими их структурами. Накоплен большой палеточный материал, представляющий интерес для создания достаточно полного каталога геотермических разрезов, удовлетворительно аппроксимирующих реальные разрезы.

Все это имеет практическое приложение ко многим аспектам геофизики и геологии. Результатом геолого-геофизических исследований последних лет явились детальные разрезы земной коры, построенные методом ГСЗ ряда типовых тектонических провинций и пересекающие различные структуры. Эти разрезы вскрывают реальную неоднородную структуру земной коры и верхних горизонтов литосферы с ее разнородными блоками, разломами и т.д. По своему характеру — это двумерные планшеты, имеющие значительно большую протяженность в горизонтальном направлении, чем в вертикальном. Такие планшеты являются, по существу, заготовками исходной информации, необходимой для конструирования тепловых двумерных моделей.

Такой разрез (и его отдельные блоки) дает основу для аппроксимации поверхностных геотермических данных до границы кора—мантия (границы Мохо). Наличие подобного разреза позволяет осуществить отображение поверхностного геотермического режима на уровень границы Мохо при условии знания генерации тепла в слоях и блоках. Это дает возможность



Р и с. 10. Модель лунного маскона (или влияние поверхностных локальных включений на топографическую поправку к тепловому потоку при изучении впадин Луны)  
 $\lambda_1$  — теплопроводность вмещающей среды;  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  — теплопроводности локальных включений соответственно снизу и сбоку от впадины;  $H = 40h$  — мощность литосферы;  $d_1 = 24h$  — горизонтальный размер впадины, нижнего локального включения и подъема магмы;  $d_2 = 4h$  — вертикальный размер нижнего локального включения;  $d_3 = 12h$  — горизонтальный размер побочных локальных включений;  $d_4 = h$  — их вертикальный размер;  $d_5 = 4h$  — глубина впадины;  $d_6 = 8h$  — высота подъема  
 1 — отсутствие локальных включений ( $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$ ); 2 — наличие локальных включений с параметрами  $\lambda_2/\lambda_1 = 2, \lambda_3 = \lambda_1/100$ ; 3 — то же с параметрами  $\lambda_2/\lambda_1 = 10, \lambda_3 = \lambda_1/250$



Р и с. 11. Моделирующий планшет, условно изображающий разрез литосферы—астеносферы в зоне Беньюфа Южной Мексики

$OO'$  — линия разреза Акапулько—Тукспан,  $O$  — ось глубоководного желоба Акапулько,  $K$  — кора,  $A$  — литосфера,  $A'$  — верхняя мантия,  $B, B', C$  — части нисходящего блока,  $D, D'$  — пронцаемые блоки и зоны повышенного теплопереноса,  $E, E'$  — зоны дополнительного тепловыделения,  $G$  — мантийная зона, где располагаются интрузии и каналы

представить распределение величин теплового потока из недр к поверхности в виде изолиний.

Для того чтобы правильно определить аномалию и, кроме того, отделить аномалию физического происхождения от аномалий, связанных с особенностями расчетного метода, необходимо определять невозмущенные фоновые значения тепловых параметров: теплового потока, генерации тепла, теплопроводности.

Использование фоновых величин генерации тепла, выбору которых посвящена следующая глава, позволяет получить картину распределения тепловых потоков из мантии и глубинных температур, например температур на границе Мохо. Макеты таких распределений были построены для Восточной Европы [Кутас, 1978]. Они показывают, что температура на этой границе не падает ниже  $400^\circ\text{C}$  (в среднем) для наиболее холодных областей континента — древних докембрийских щитов (Балтийского, Украинского) и областей древнего горообразования (Уральской горной области). Температура может достичь температур частичного плавления ( $800\text{--}1200^\circ\text{C}$ ) на границе Мохо в наиболее прогретых и динамичных областях альпийского орогенеза. Применение метода сеток к изучению двумерных геотермических моделей открывает возможность проверки некоторых геотектонических гипотез, например гипотезы смены и чередования эндогенных режимов [Белоусов, 1978], для которых построены двумерные геотектонические скелетные схемы подъема мантийного вещества и изменчивости пронцаемости коры. Можно моделировать эти условия двумерными сеточными схемами типа схемы на рис. 11, где подъем магм и интрузии помещаются в области  $G$  с температурой частичного плавления, а пронцаемость коры может быть моделирована увеличенным коэффициентом теплопередачи.

Заслуживают внимания аномалии тепловых потоков, связанные с разломами. Понятие разлома не раз обсуждалось в геологической литературе [Пейве и др., 1983]. Опираясь на данные ГСЗ, можно считать, что разлом — это зона повышенной трещиноватости, ширина разлома находится в пре-

делах 2–20 км, а глубина может достичь границы Мохо. Разлом, заполненный флюидом, может имитироваться в наших схемах областью постоянной высокой температуры (столб магмы, интрузия). В разломах, по которым осуществляется скольжение и трение блоков коры, концентрируется теплота трения, и этим оправдано представление о разломе как о горячей трещине-линии. Как следует из описания применяемого метода, внедренные тела могут описываться квадратом, прямоугольником, треугольником, наклонной плоскостью. Метод может быть использован в терморазведке.

Фоновое или невозмущенное тепловое поле земной коры и фоновый тепловой поток определяются тепловыделением от рассеянных радиоактивных изотопов. В связи с этим целесообразно постоянно уточнять данные о фоновой радиоактивной генерации тепла, которая, в свою очередь, определяется по измерениям содержания урана, тория, калия в породах, слагающих блоки и слои земной коры. Эти данные, являющиеся основой определения фоновых геотерм, рассмотрены в следующей главе.

## Глава II

### ФОНОВЫЙ И РЕДУЦИРОВАННЫЙ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ И РАДИОАКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕПЛА

#### Генерация тепла в породах земной коры и мантии

В формировании теплового потока значительную роль играет радиоактивный распад. Его влияние определено функцией  $f$  в гл. I. Вычисление фоновой величины потока рационально построить таким образом: рассчитать радиогенный тепловой поток и сравнить его с фактическим в неактивных районах. Если имеются иные существенные источники, то расчетный и фактический потоки не будут совпадать и тогда необходимо выявить природу наблюдаемого тепловыделения.

**Породы осадочного слоя.** Для расчета фонового теплового потока представляет интерес не  $q$  отдельных пород, а среднее  $\bar{q}$  для слоя в целом. Определим теплогенерацию, считая среднюю плотность пород  $\rho$  близкой к  $2,6 \text{ г/см}^3$  (исключение составляют молодые неуплотненные морские и континентальные отложения, для которых плотность можно принять равной  $2,3 \text{ г/см}^3$ ).

Довольно многочисленны сведения о содержании радиоактивных элементов в осадочных породах Днепровско-Донецкой впадины и Донбасса: на 200–250 образцах определены количества U, Th и K; в нескольких сотнях точек получены данные по  $\gamma$ -активности.

Рассмотрим величины теплогенерации (табл. 1). В илах Черного моря теплогенерация  $\mathcal{H}$  изменяется от 1,3 до  $1,5 \text{ мкВт/м}^3$ . В породах фундамента Восточных Карпат средняя величина  $\mathcal{H} = 1,5 \text{ мкВт/м}^3$ , Южных Карпат –  $1,7 \text{ мкВт/м}^3$ . На всей территории РСФСР породы осадочного слоя генерируют тепло в количестве около  $1,4 \text{ мкВт/м}^3$ . Этот результат согласуется с представлениями о выравнивании содержания урана при седиментации. Сходные величины получены и для Сибири. Разброс величин  $\mathcal{H}$  для Сибири,

Т а б л и ц а 1

Генерация тепла в осадочных породах разных тектонических провинций [Гордиенко, 1975]

Тектоническая провинция	$\mathcal{H}$ , мкВт/м <sup>3</sup>	Тектоническая провинция	$\mathcal{H}$ , мкВт/м <sup>3</sup>
Восточно-Европейская платформа	1,2	Юг Сибирской платформы	0,8
Предкавказье	1,3	Алданский щит	1,3
Кавказ	1,4	Березовский район	2,1
Дагестан	3,1	Долина Лены	1,6
Армения	1,2	Забайкалье	1,1
Поволжье	1,0	Камчатка	1,3
Приуралье	1,1	Сахалин	1,3
Туранская плита (среднее)	1,3	Северо-Американская платформа	1,3
Центральная Туркмения	1,4	Австралийская платформа	1,3
Дарваз	0,9	Антарктида	1,3
Северный Тянь-Шань	1,9	Геосинклинали СССР	1,3
Карамазар	1,4	Илы морей:	
Алтай	1,4	Аральского	2,1
Кузнецкий Алатау	1,0	Каспийского	1,5
Кузбасс	1,3	Балтийского	2,0
Западный Саян	1,2	Азовского	0,7
Восточный Саян	1,1	Средиземного	1,0
Минусинская впадина	1,6	Берингова	0,9
Норвегия	1,3	Баренцева	1,0
Сибирская платформа (среднее)	1,7	Карского	0,8
Кокчетавское поднятие	0,8	Аравийского	1,0
Чингиз-Тарбагатай	0,9	Западно-Сибирская плита (среднее)	1,5
Башкирия	1,1	Юг Западно-Сибирской плиты	1,1
Татария	2,3	Татария (независимое повторное определение)	1,7
Енисейский кряж	1,4		

возможно, иллюстрирует ненадежность осреднения результатов измерений содержания элементов в породах, которые не представляют осадочный комплекс района в нужной пропорции. Это же относится и к некоторым другим приведенным данным. Особенно завышенными кажутся сведения по Дагестану. Если их сопоставить с наблюдаемым в районе тепловым потоком, то окажется, что значительная часть земной коры и мантии совсем не должна выделять тепла, что маловероятно.

Большая часть приведенных значений касается верхней, слабо метаморфизованной части осадочного слоя. Между этими породами и "гранитным" слоем часто залегают мощные толщи измененных осадочно-вулканогенных образований, отражающие относительно более древние циклы осадконакопления и тектогенеза от рифея до мезозоя. Величины  $\mathcal{H}$  в этом комплексе можно определить исходя из предположения, что породы отвечают по составу средней литологии осадочно-вулканогенных толщ геосинклинали. Литология разреза существенно не меняется на протяжении фактически всей изученной истории Земли, включая и значительную часть докембрия.

Степень метаморфизма, достигаемая обычно в рассматриваемых породах, не должна, по имеющимся данным, заметно изменить содержание радиоактивных элементов. Используя сведения о теплогенерации в докайнозойских породах Восточно-Европейской платформы, получим  $\mathcal{K} = 1,3-1,5$  мкВт/м<sup>3</sup>.

Таким образом, при достигнутой точности и детальности изучения  $\mathcal{K}$  можно считать, что весь осадочный слой является в отношении теплогенерации довольно однородным образованием, производящим 1,4–1,5 мкВт/м<sup>3</sup>.

**Породы "гранитного" слоя.** Эталон теплогенерации в породах этого слоя могут служить данные по докембрийским щитам. Однако такой подход необязательно окажется верным: щит отличается от других районов не только отсутствием осадочного слоя в настоящее время, но и всей геологической историей, в результате которой могли оформиться комплексы пород со своеобразной теплогенерацией.

Определения абсолютного возраста пород фундамента (верхней части "гранитного" слоя) дают для Паннонского массива, Карпат и части Вольно-Подольской плиты 700 млн. лет, для Горного Крыма – 850–1000 млн. лет, Добруджско-Волынского складчатого пояса (территории современных Днепровско-Донецкой впадины, Донбасса и др.) – 1200–1700 млн. лет. Значит, "гранитный" слой остальных районов (в отличие от щита) возник частично из метаморфизованных пород рифейского возраста. Теплогенерация в осадочных породах рифея платформенного и геосинклинального происхождения близка к 1,3 мкВт/м<sup>3</sup>, т. е. не отличается от  $\mathcal{K}$  более молодых образований. Эту величину можно распространить на часть фундамента Днепровско-Донецкой впадины, в котором предполагается почти полное отсутствие характерных для щита кислых интрузий. В других районах эти образования могут присутствовать, что должно увеличить значение  $\mathcal{K}$ . Однако, судя по величинам теплового потока  $q$ , в Предкарпатье (передовом прогибе и соседних участках платформы) и на южном склоне щита при отсутствии потока из мантии  $\mathcal{K}$  не может превышать 1,4–1,7 мкВт/м<sup>3</sup>.

Таким образом, в рассмотренных районах теплогенерация в "гранитном" и осадочном слоях близка. Ниже будет показано, что это положение соблюдается и на щите. Поэтому, какого бы типа ни был "гранитный" слой в Карпатах и Крыму, ему можно довольно уверенно приписать определенную величину теплогенерации.

Рассмотрим теплогенерацию в породах верхнего слоя коры. Здесь относительно хорошо изучено распределение урана (многие тысячи определений). Степень изменчивости распределения калия и его роль в современной теплогенерации позволяют использовать средние содержания для групп пород, близких по составу: для основных, кремнистых и карбонатных пород – 0,8%, для диоритов, плагиогранитов, гранодиоритов и т. п. – 1,5%, для чарнокитов – 2%, для гранитов, гнейсов, мигматитов, кристаллических сланцев, монзонитов и пр. – 3% (табл. 2).

Наиболее сложным оказалось определение содержания тория. Для значительной части гранитоидов они известны и использовались для расчета теплогенерации. Однако эти образования составляют лишь около 30% площади щита. Часть изученных гранитоидов относится к обогащен-

Т а б л и ц а 2  
Химический состав пород, %

Оксиды	Гранит	Андезит	"Гранитный" слой	Осадки	"Гранитно-осадочный" слой
SiO <sub>2</sub>	71,1	59,5	64,9	41,2	59,6
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	14,6	17,3	15,1	7,6	13,2
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + FeO	2,8	6,4	6,3	3,1	5,6
MgO	0,7	2,9	2,3	3,8	2,7
CaO	1,8	5,8	2,9	17,6	6,6
Na <sub>2</sub> O	3,3	3,7	2,6	1,9	2,6
K <sub>2</sub> O	4,3	2,1	3,1	1,8	2,8

ному торием типу. Величины их кларков использованы при получении средних цифр для гранитоидов Восточно-Европейской платформы, что привело к очень высокому отношению Th/U = 7,7. Поэтому для определения количества тория в неизученных гранитоидах лучше пользоваться не этой величиной, а средней для всех пород этого типа. Она довольно устойчива и составляет около 5. Мало изменяются для различных районов и отношения Th/U в гнейсах и мигматитах; на Восточно-Европейской платформе они имеют типичную величину. По отдельным определениям можно оценить значение этого отношения для чарнокитов, монзонитов и других, относительно мало распространенных пород [Гордиенко, 1975].

С учетом этих данных определена теплогенерация в приповерхностных породах. На Украинском щите оказалось около 190 образований с различными значениями  $\mathcal{K}$ . Основная часть щита – около 70% площади – имеет величины теплогенерации двух уровней. Один из них (0,85–1,05 мкВт/м<sup>3</sup>) отвечает метаморфическим образованиям, сформированным на основе осадочно-эффузивных комплексов со значительным содержанием основных эффузивов, в настоящее время переработанных в амфиболиты, – до 20–30% состава известковистых и кремнистых пород. Все перечисленные образования обладают пониженными содержаниями радиоактивных элементов. Величины теплогенерации названного уровня отвечают и распространенным представлениям о понижении на 20–30% количества урана и тория в породах начальных стадий прогрессивного метаморфизма – от зеленосланцевой до амфиболитовой – по сравнению с материнскими осадочно-вулканогенными породами [Гордиенко, 1975; Смыслов и др., 1979].

Второй уровень (1,9–2,3 мкВт/м<sup>3</sup>) образуют гранитизированные в разной степени породы. Вероятно, в них частично концентрировались радиоактивные элементы, вынесенные из метаморфизованных вулканогенно-осадочных образований "гранитного" и, возможно, "базальтового" (гранулитового) слоев.

Оба выявленных уровня теплогенерации – пониженный (I) и повышенный (II) – наблюдаются в связи с породами близкого состава и в других районах докембрийских и иных метаморфизованных пород. В.В. Гордиенко [1975] отмечает образования и смешанного состава с промежуточным (III) уровнем теплогенерации (табл. 3).

Таблица 3

## Уровни теплогенерации в земной коре

Регион	$\mathcal{H}$ , мкВт/м <sup>3</sup>		
	I	II	III
Восточная часть Восточно-Европейской платформы	1,0	—	—
Северный Кавказ	0,9	—	—
Карелия	0,8	—	1,4
Восточный Урал	0,8	2,1	1,2
Северный Тянь-Шань	—	—	1,2
Алтай	1,0	—	—
Восточный Саян	0,8	—	—
Западный Саян	0,9	—	—
Кузнецкий Алатау	0,7	—	1,4
Енисейский кряж	0,7	2,3	1,3
Юг Сибирской платформы	0,9	—	—
Алданский щит	—	2,0	1,3
Западное и Центральное Забайкалье	0,9	—	1,3
Восточное Забайкалье	0,6	—	—
Камчатка	—	—	1,4

**Породы "базальтового" слоя.** Многие исследователи считают, что этот слой земной коры сложен преимущественно габброидными породами. Если это так, то при плотности 2,9 г/см<sup>3</sup> теплогенерация в нем составит 0,5 мкВт/м<sup>3</sup>. Эта величина определяется по среднемировым содержаниям радиоактивных элементов в породах основного состава и подтверждается анализами образцов из многих массивов габбро, норитов, базальтов, долеритов, т. е. можно полагать, что реальные отклонения от средних теплогенераций невелики (см. табл. 3).

Привлеченные к анализу породы принадлежат к самым разнообразным формациям и тем не менее довольно однородны по содержанию радиоактивных элементов.

Рассмотрим другой возможный вариант: "базальтовый" слой состоит из глубоко метаморфизованных пород гранулитовой фации. Содержания радиоактивных элементов, непосредственно определенным в гранулитах, соответствуют практически те же значения  $\mathcal{H} = 0,42-0,63$  мкВт/м<sup>3</sup>, что установлены и для типичных базальтов.

Этот факт находит объяснение в результатах исследований однотипных пород, находящихся на разных стадиях метаморфизма. Изучение путей миграции урана и тория при прогрессивном метаморфизме регионального и локального характера в разных районах с привлечением пород разного возраста приводит к выводу, что теплогенерация в гранулитах должна составлять 35–40% от теплогенерации в осадочных породах, т. е.  $\mathcal{H} = 0,50 \div 0,55$  мкВт/м<sup>3</sup>.

Определить  $\mathcal{H}$  можно также по величине теплового потока в платформенных районах, где граница Конрада близка к поверхности, а мощность коры известна. Очевидно, это будет максимальное значение  $\mathcal{H}$ , так как

"базальтовой" будет считаться вся кора. Проведя подобные вычисления, например, для области развития основных пород на западе Австралии, получим 0,60–0,80 мкВт/м<sup>3</sup>.

**Породы мантии.** Относительно неактивизированной мантии в настоящее время, вероятно, более достоверно может быть решен вопрос о величине теплового потока из нее, чем о характере теплогенерации в ней. Действительно, вопросы о составе вещества мантии и строении ее верхней части, наиболее сильно влияющей на поверхностный тепловой поток, дискуссионны. Поэтому величину теплогенерации можно определить только в нескольких вариантах. Это касается и мощности зоны, отдающей тепло. В то же время, имея относительно достоверные сведения об  $\mathcal{H}$  пород коры и ее мощности, а также о нормальном тепловом потоке в неактивных областях, можно вычислить мантийный тепловой поток. Рассмотрим кратко возможные варианты теплогенерации в мантии.

Для мантии ультраосновного состава, по данным сводки А.П. Виноградова [1959], при плотности 3,5 г/см<sup>3</sup> получим  $\mathcal{H} = 0,005$  мкВт/м<sup>3</sup>. Близкие значения указывают Г. Тилтон и Г. Рид — 0,004 мкВт/м<sup>3</sup>. Допустим, что из первичной хондритовой мантии образовалась земная кора, включающая "осадочно-гранитный" слой мощностью 15 км и "базальтовый" слой 20–25 км. Такой подход в общем отвечает современным взглядам на проблему образования коры [Виноградов, 1959; Грин, Рингвуд, 1968]. В этом случае максимальное содержание тепловых источников в мантии составит

$$\mathcal{H}_M = \frac{V_M \mathcal{H}_x (\rho_M / \rho_x) - V_{oc-g} \mathcal{H}_{oc-g} - V_6 \mathcal{H}_6}{V_M \cdot \rho_M / \rho_x} = 0,006 \text{ мкВт/м}^3, \quad (30)$$

где  $\rho_M$  и  $\rho_x$  — плотность соответственно мантии и хондритов;  $V_M$ ,  $V_{oc-g}$  и  $V_6$  — объем колонки соответственно мантии, "осадочно-гранитного" и "базальтового" слоев под единицей площади.

Анализ мантийных включений в породах коры и состава изверженных образований мантийного происхождения, а также другие исследования приводят к выводу, что по крайней мере часть мантии имеет состав, отличный от ультрабазитового. В частности, радиоактивных элементов в ней должно быть значительно больше [Рингвуд, 1972; Лутц, 1974]. Их количество, по современным данным, соответствует пиролиту, т. е. содержанию компонент основного состава на уровне 20% объема, что обеспечивает теплогенерацию около 0,1 мкВт/м<sup>3</sup>. Этот вариант представляется более вероятным. Содержание калия практически не меняется в одинаковых породах от района к району, и роль этого элемента в современной теплогенерации невелика, поэтому можно пользоваться его средними содержаниями. Относительные величины  $\gamma$ -активности элементов можно пересчитать в содержания элементов и использовать для вычисления  $\mathcal{H}$ . Получим  $\mathcal{H} = 1,1$  мкВт/м<sup>3</sup>. Используя не средние значения относительной  $\gamma$ -активности, а значения, определенные непосредственно для осадочных пород, получим  $\mathcal{H} = 1,3-1,5$  мкВт/м<sup>3</sup>.

Много измерений содержаний U и Th выполнено в Предкарпатье — изучено 1630 образцов из скважин. Здесь получаются довольно разнообразные величины  $\mathcal{H}$ : от 1,1–1,3 на западном склоне платформы до 1,2–

2,0 мкВт/м<sup>3</sup> в некоторых районах Предкарпатского прогиба. В среднем величина теплогенерации здесь несколько выше, чем в Днепровско-Донецкой впадине, в основном за счет больших содержаний радиоактивных элементов в глинах.

Имеются сведения и о распределении урана и тория в породах склонов Украинского щита. На южном склоне устанавливается величина  $\mathcal{H} = 1,3-1,7$  мкВт/м<sup>3</sup>. Максимальные величины определены для существенно глинистых разрезов. Северный склон (по данным определений в Белоруссии) характеризуется величинами  $\mathcal{H} = 1,2 \div 1,4$  мкВт/м<sup>3</sup>.

На Скифской плите изучено распределение радиоактивных элементов в породах мезозоя и кайнозоя. Средняя величина  $\mathcal{H} = 1,3$  мкВт/м<sup>3</sup>.

По данным о  $\gamma$ -активности пород Горного Крыма и по обычным для их литологии отношениям U/Th и U/K можно оценить содержания этих элементов. Рассчитанная по этим оценкам  $\mathcal{H} = 1,4$  мкВт/м<sup>3</sup>.

При анализе величин  $\mathcal{H}$  в породах коры в основном использован материал по территории щитов. Тут сведения настолько полны, что допускают определенную количественную оценку достоверности. Данные по другим регионам приводятся в сопоставлении с данными, имеющимися для щитов. Почти во всех (за редким исключением) случаях при вычислениях использовались сведения о содержании обоих основных теплогенерирующих элементов — урана и тория.

Источниками тепла обогащены некоторые граниты, им отвечают небольшие по площади территории (около 15% площади щита) с очень высокими значениями  $\mathcal{H} = 2,7-3,6$  мкВт/м<sup>3</sup>, в ряде случаев — до 12–17 мкВт/м<sup>3</sup>. Примерно такую же площадь занимают области пониженных величин теплогенерации, связанные с основными породами, чарнокитами и т. п., —  $\mathcal{H} = 0,2 \div 0,6$  мкВт/м<sup>3</sup>.

Учитывая распространенность различных значений теплогенерации, можно оценить ее среднюю для щитов величину в 2 мкВт/м<sup>3</sup>. Однако она явно не характеризует весь "гранитный" слой. Результаты бурения, глубинных сейсмических зондирований, интерпретации магнитных и гравитационных аномалий позволяют оценить глубину распространения некоторых образований, наблюдаемых на поверхности. Например, обогащены ураном и торием породы Пержанского массива Украинского щита мощностью до 1 км. Значительная часть протерозойских гранитов и габброидов Коростенского и Корсунь-Новомиргородского массивов образуют относительно тонкие пластины мощностью 1–2 км. Если определить теплогенерацию пород щита, заменив такие образования вмещающими породами, получим среднюю величину около 1,5–1,6 мкВт/м<sup>3</sup>.

Для сравнения теплогенерации с тепловыми потоками в конкретных районах щита необходимо использовать локальные значения  $\mathcal{H}$ , а не среднюю величину. Но за пределами щита, где состав "гранитного" слоя неизвестен, рационально применять среднее значение  $\mathcal{H}$ . В некоторых случаях, когда имеются данные о простирании структур древнего щита за его пределы, можно предполагать наличие в "гранитном" слое под чехлом осадков тех областей теплогенерации, которые соответствуют этим структурам на щите.

Все приведенные данные свидетельствуют о близости уровней теплогенерации в двух верхних слоях земной коры, что, возможно, говорит о

Таблица 4

Теплогенерация "гранито-диоритового" слоя

Регион	$\mathcal{H}$ , мкВт/м <sup>3</sup>	Регион	$\mathcal{H}$ , мкВт/м <sup>3</sup>
Мировое среднее	1,2–1,5	Сибирская платформа	1,4
Закарпатье	1,2	Кокчетавское поднятие	1,2
Воронежская антеклиза	0,9	Западный Узбекистан	1,1
Восточная часть Восточно-Европейской платформы	1,6	Кузнецкий Алатау	1,2
Передовой хребет Кавказа	1,7	Тянь-Шань	1,4
Урал	1,5	Карамазар	1,4
Северное Оренбуржье	1,2	Бурейский массив	1,2
Северный Казахстан	1,3	Камчатка	0,8
Рудный Алтай	1,5	Антарктида	1,1
Горный Алтай	1,1	Сьерра-Невада	1,0
Среднее для геосинклиналей СССР	0,9–1,6	Айдахо	1,5

тесной связи этих образований. В целом величина  $\mathcal{H}$  в верхней части коры отвечает теплогенерации в породах среднего состава — диоритах, андезитах и др. Значения теплогенерации для некоторых образцов этих пород, отобранных в различных районах, приведены в табл. 4. Таким образом, даже на дневной поверхности речь идет скорее о "диоритовом" слое, чем о "гранитном".

Из приведенных данных ясна необоснованность попыток приписать всему "гранитному" слою теплогенерацию, характерную для собственно гранитов. При вычислении теплового потока не следует, очевидно, использовать даже значения  $\mathcal{H}$ , соответствующие кислым породам, непосредственно встречающимся в районе измерения потока. Роль этих образований в формировании величины  $q$  необходимо определять с использованием данных о мощности и форме теплообразующих объектов.

Полученные сведения о тепловыделении позволяют авторам присоединиться к мнению, что континентальная кора в целом и ее верхняя часть более "мафичны" (в том смысле, что более основные породы содержат меньше радиоактивных элементов), чем это принято считать. Это подтверждается данными последних лет о среднем химическом составе верхних частей больших участков континентальной коры, в частности для Восточно-Европейской платформы (см. табл. 2). Из этих данных видно, что верхняя часть коры ближе всего по составу к андезитах [Гордиенко, 1975].

#### Фоновый тепловой поток

Приведенные в предыдущем разделе величины теплогенерации характеризуют различные виды горных пород. Для вычисления радиогенного теплового потока необходимо знать, как эти породы распределены в недрах, т. е. иметь данные о составе и строении Земли в пределах интервала глубин, где возникает поверхностный тепловой поток. Эти сведения поставляются в основном различными геофизическими исследованиями. К со-

Таблица 5

Значения коэффициента упаковки  $K$  для пород

Порода	$K, 10^{-2}$ моль/см <sup>3</sup>	Порода	$K, 10^{-2}$ моль/см <sup>3</sup>
Гранит	4,86	Габбро	5,59
Гранодиорит	5,05	Амфиболит	5,93
Тоналит	5,23	Роговая обманка	6,14
Диорит	5,54	Перидотит	6,81

жалению, истолкование их результатов неоднозначно как по принципиальным причинам, так и из-за различных подходов авторов к интерпретации. Поэтому перейдем к косвенным оценкам радиогенной генерации тепла.

Поскольку прямые определения содержаний урана, тория и калия не всегда возможны для глубинных слоев коры и литосферы Земли и нет способа их непрерывной оценки с глубиной, были предложены не прямые пути оценок распределения радиоактивных источников на больших глубинах. Вместе с тем изменения таких петрофизических свойств, как плотность  $\rho$  и скорость сейсмических волн  $V_p$ , определяются непрерывно с глубиной, и если бы существовало физически обоснованное соотношение между генерацией тепла  $\mathcal{H}$  и указанными свойствами, то удалось бы обойти основную неопределенность в изучении термического режима Земли, связанную с неясностью химического состава и концентраций радиоактивных элементов на глубине. Поиски подобных соотношений начались в конце 70-х годов, и в настоящее время найден ряд полуэмпирических соотношений между  $\mathcal{H}$ ,  $V_p$ ,  $\rho$ , которые продолжают проверяться на комплексе основных и изверженных пород. В результате желаемая информация о распределении генерации тепла по глубине может быть получена до некоторой степени независимо от космогонических гипотез о химическом составе земных слоев, что в значительной мере продвигает исследователей в решении вопроса о природе внутренней энергии Земли, природе теплового потока и величине вклада в него тепла радиоактивного и нерадиоактивного происхождения.

Было замечено, что значительные вариации параметров  $\rho$ ,  $V_p$ ,  $\mathcal{H}$  обладают некоторой закономерностью, если их сопоставлять с долей силикатного вещества в породах. Так, при переходе от пород основного состава к ультрабазитовому величины  $\rho$  и  $V_p$  возрастают, а генерация тепла убывает на несколько порядков. Можно отметить также, что знание химического состава недостаточно для описания минералогического соединения, поскольку играет роль еще и структурный фактор — фаза, в которой существует минерал при высоком давлении и различных вариациях температуры. Примерами могут служить породы: коэсит, эклогит, базальт, габбро. Таким образом, структурный фактор (типа плотности упаковки ионов) должен быть определяющим во взаимосвязи величин  $\rho$ ,  $V_p$ ,  $\mathcal{H}$ .

Рибак и Бунтебарх [Rybach, Buntebarth, 1982] ввели в качестве такого фактора упаковки величину  $K$ , являющуюся отношением числа катионов в молярном объеме к числу Авогадро. В табл. 5 приведены значения коэффициента  $K$  для различных типов альпийских пород (от гранита до перидотита). Значение коэффициента упаковки  $K$  рассчитывалось как

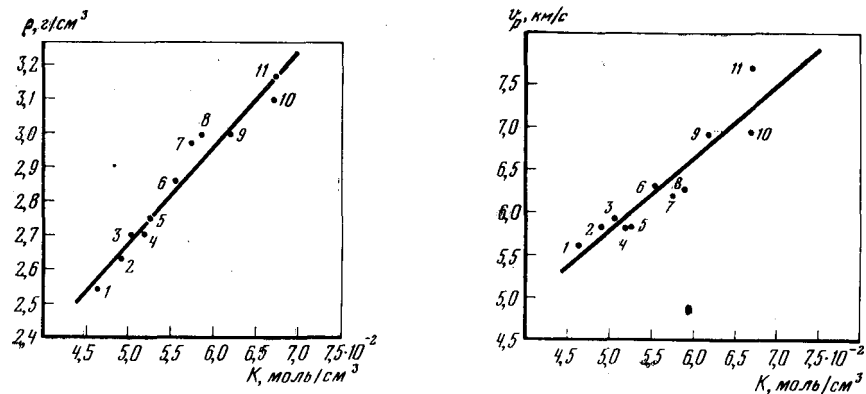


Рис. 12. Зависимость средней плотности породы  $\rho$  от коэффициента катионной упаковки  $K$  [Rybach, Buntebarth, 1982] Условные обозначения к рис. 12–16

1 — гранофиллит; 2 — гранит; 3 — гранодиорит; 4 — тоналит; 5 — диорит; 6 — габбро; 7 — амфиболит; 8 — роговая обманка; 9 — пироксенит; 10 — перидотит; 11 — серпентинит

Рис. 13. Зависимость среднего значения скорости продольных сейсмических волн  $V_p$  от коэффициента катионной упаковки  $K$

Условные обозначения см на рис. 12

сумма индивидуальных значений  $K_i$  для  $i$ -й минеральной фазы, т. е.

$$K = \sum_{i=1}^n K_i = \sum_{i=1}^n \beta_i \frac{C_i}{V_{M,i}}$$

где  $\beta_i$  — объемная доля  $i$ -й фазы;  $C_i$  — число катионов;  $V_{M,i}$  — молярный объем данной фазы.

Например, для амфиболита, содержащего 30% плагиоклаза, 60% роговой обманки, 10% эпидота ( $\beta_1 = 0,3$ ,  $\beta_2 = 0,6$ ,  $\beta_3 = 0,1$ ) значение коэффициента упаковки составит  $K = 5,87 \cdot 10^{-2}$  моль/см<sup>3</sup> при условии, что  $C_1 = 5$ ,  $C_2 = 18$ ,  $C_3 = 10$  и  $V_{M,1} = 100,5$  см<sup>3</sup>,  $V_{M,2} = 289,0$  см<sup>3</sup>,  $V_{M,3} = 155,6$  см<sup>3</sup>.

Для 100 образцов типов пород, упомянутых в табл. 5, были рассчитаны корреляционные зависимости  $\rho(K)$ ,  $V_p(K)$  и  $\mathcal{H}(K)$ . Оказалось, что  $\rho$  и  $V_p$  связаны прямолинейной зависимостью с коэффициентом катионной упаковки  $K$ :  $\rho = 1,27 + 28,3K$ ;  $V_p = 1,58 + 84,1K$ . Соответствующие графики линий регрессий  $\rho(K)$  и  $V_p(K)$  приведены на рис. 12 и 13. Для линейной зависимости  $\rho(K)$  коэффициент корреляции составил  $r = 0,982$ , для  $V_p(K)$  коэффициент корреляции  $r = 0,933$ .

Величины  $\rho$ ,  $V_p$  и  $\mathcal{H}$  были определены на типах пород, указанных в табл. 5 и 6. Генерация тепла вычислялась по концентрациям  $C$  урана, тория и калия по формуле

$$\mathcal{H}(\text{мкВт/м}^3) = 0,1325 \rho (0,718 C_U + 0,193 C_{Th} + 0,262 C_K).$$

Зависимость между генерацией тепла  $\mathcal{H}$  (мкВт/м<sup>3</sup>) и коэффициентом катионной упаковки достаточно хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью, которую можно представить в виде

$$\ln \mathcal{H} = 12,20 - 230,5 K.$$

Таблица 6

Минеральный состав пород, перечисленных в табл. 5, %

Порода	Руда	qz	ksp	plag	bio	musc
Гранит	—	35	20	33	11	1
Гранодиорит	—	33	8	43	10	—
Тоналит	—	16	—	58	14	—
Диорит	—	6	—	50	4	—
Габбро	4	—	—	28	—	—
Амфиболит	—	—	—	30	—	—
Роговая обманка	—	—	—	—	—	—
Перидотит	5	—	—	—	—	—

Примечание. qz — кварц; ksp — полевой шпат, plag — плагиоклаз, bio — биотит, musc — мусковит, chlor — хлорит, hbl — роговая обманка, rug — пироксен, ol — оливин, garn — гранет, epi — эпидот.

Таблица 6 (окончание)

Порода	chlor	hbl	rug	ol	garn	epi
Гранит	—	—	—	—	—	—
Гранодиорит	6	—	—	—	—	—
Тоналит	—	11	—	—	—	1
Диорит	—	33	—	—	—	7
Габбро	9	24	35	—	—	—
Амфиболит	—	61	—	—	—	9
Роговая обманка	—	60	33	—	5	—
Перидотит	—	—	—	95	—	—

Эта зависимость представлена прямой линией на рис. 14. Коэффициент корреляции составил  $r = -0,935$ . Разброс точек вокруг линий регрессии обусловлен как ошибками метода гамма-спектрологии, так и неучтенным эффектом пористости, анизотропии и др. Измерения скорости  $V_p$  были выполнены до давлений 0,5 кбар (50 МПа).

Комбинируя зависимости  $\rho(K)$ ,  $V_p(K)$  и  $\mathcal{H}(K)$ , можем вычислить линейные соотношения (рис. 15, 16).

$$\ln \mathcal{H} = 16,5 - 2,74 V_p; \ln \mathcal{H} = 22,5 - 8,15 \rho; \rho = 0,74 + 0,34 V_p.$$

Прежде чем использовать соотношение  $\mathcal{H}(V_p)$ , значения  $V_p$ , полученные по результатам сейсмического профилирования, корректируются с учетом влияния давления и температуры. Используя данные о строении земной коры и содержаниях радиоактивных элементов в ее породах, можно определить фоновый тепловой поток. При отсутствии сведений о локальных значениях  $q$  можно использовать косвенные данные. Вероятно, ошибка, вносимая таким способом расчета, не будет значительной.

Согласно градиентной модели земная кора состоит из вещества с изменяющимися свойствами, без четких слоев. Изменение это отража-

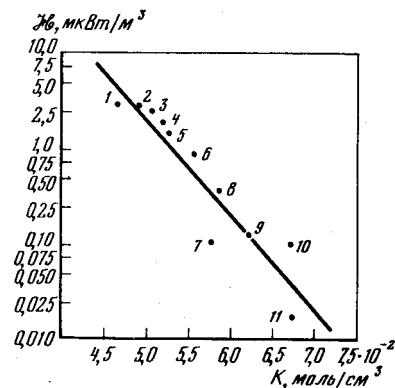


Рис. 14

Рис. 14. Линия регрессии для корреляционного соотношения между средней теплогенерацией  $\mathcal{H}$  в породах и коэффициентом катионной упаковки  $K$ . Условные обозначения см. на рис. 12

Рис. 15. Зависимость генерации тепла от плотности  $\rho$  [Rybach, Buntebarth, 1982]

Условные обозначения см. на рис. 12

Рис. 16. Эмпирическое соотношение между суммарной теплогенерацией  $\mathcal{H}$  в породах и значением скорости продольных сейсмических волн  $V_p$  (при давлении 0,5 кбар [Rybach, Buntebarth, 1982])

Условные обозначения см. на рис. 12

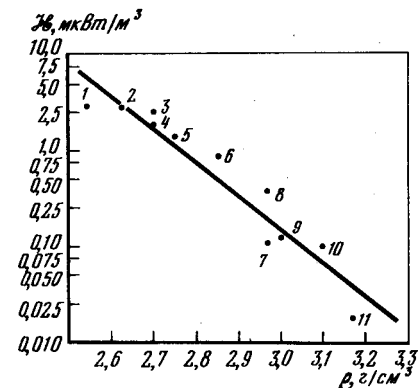


Рис. 15

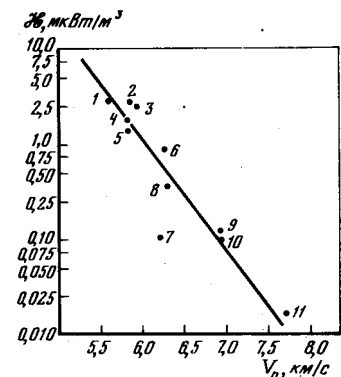


Рис. 16

ется в градиенте сейсмических скоростей — изменении их с глубиной [Соллогуб и др., 1970]. Такие разрезы ГСЗ построены для платформенных областей и проинтерпретированы с точки зрения их соответствия гравиметрическим и геотермическим данным на платформе [Соллогуб, Чекунов, 1975].

Основное увеличение скорости приходится на верхние 10 км, где темп изменения достигает 0,06 км/с на километр. Скорости в реальных кристаллических породах нарастают с глубиной значительно меньше. Резкое увеличение возможно только на небольших глубинах, когда происходит закрытие пор и трещин в породе. Изучение изменения скорости сейсмических волн в кристаллических образованиях в зависимости от давления при минимальном росте температуры (и соответственно минимальном понижении скорости по этой причине) показало, что увеличение скоростей должно составлять не более 0,01 км/с на километр для кислых пород и 0,005 км/с на километр для базитов. На величинах скоростей могут сказываться и давления негидростатического характера. В последние годы установлены значительные по величине сжимающие напряжения во многих регионах, в частности и на Украинском щите [Булин, 1973; и др.]. При этом вероятен рост давления на несколько килобар. Однако это может увеличить градиент скорости с глубиной не более чем вдвое, да и то только

в отдельных районах (например, в Кривом Роге). Таким образом, наблюдаемые изменения скорости с глубиной нельзя объяснить без привлечения представлений о смене литологии слагающих кору образований и, следовательно, об изменении теплогенерации с глубиной.

Рассмотрим вероятный характер этих изменений. Многими авторами высказывалось представление о коре как о смеси пород кислого и основного состава [Чекунов, 1972; и др.]. Наблюдаемые кривые сейсмических скоростей подтверждают это. В верхней части коры, на глубине первых километров, они отвечают породам преимущественно кислого состава (это необязательно должны быть собственно граниты). На глубинах 10–20 км скорости возрастают, но не соответствуют скоростям в чистых базитах. При лабораторном изучении связи скорости и давления на некоторых образцах базитов зафиксированы относительно низкие скорости — примерно 6,4–6,6 км/с, но они в большинстве случаев получены при небольших давлениях (соответствующих глубинам в первые несколько километров) и связаны с повышенной пористостью или трещиноватостью образцов. При давлениях, отвечающих глубине более 5 км, скорости в этих образцах приближаются к типичным для базитов величинам — 6,8–7,0 км/с; следовательно, описанное изменение скорости с глубиной можно рассматривать в качестве отражения процессов насыщения "гранитной"верху коры основным материалом.

Изменения скорости по вертикали (если этот слой представляет собой градиентную среду, что не может считаться окончательно доказанным) очень велики, их нельзя объяснить изменением  $V_p$  в базитах за счет давления. Вероятно, и в этом случае присутствуют породы с большими скоростями. Ими могут быть геохимические аналоги габбро — эколгиты или материалы верхней мантии (перидотиты), обладающие необходимыми величинами  $V_p$ . В зависимости от характера включений среднюю теплогенерацию в этом слое можно оценить в 0,28–0,30 мкВт/м<sup>3</sup>.

При выполнении расчетов теплового потока следует в принципе учесть следующие обстоятельства. Не во всех районах может быть принята средняя теплогенерация для "гранита". Например, в юго-восточной части Днепровско-Донецкой впадины и в Крыму этот слой может быть представлен обнажающимися породами Днепровского блока, в которых величина  $q_T$  значительно ниже средней. Вид связи теплогенерации и скорости определяется тогда в предположении низкого температурного градиента, характерного для недр щита. В Днепровско-Донецкой впадине, где температуры заметно выше, зависимость должна выглядеть по-другому. Поскольку температуры нельзя определить без данных о распределении  $q$ , решение задачи становится возможным только в виде постепенного приближения. Однако в данном случае при рассмотрении принципиального соответствия скоростного разреза земной коры теплового потоку, описанными "тонкими эффектами" приходится пренебречь. Рассчитанные величины следует проверить сопоставлением с тепловым потоком изученных районов. Расчетные величины  $q$  составили: среднее для Украинского щита — 37, для Вольно-Подольской плиты — 45, для Днепровско-Донецкой впадины — 44 мВт/м<sup>2</sup>; измеренные — 36; 45 и 47 мВт/м<sup>2</sup> соответственно. Совпадение следует признать хорошим, как и в случае расчета  $q$  вдоль одного из профилей ГСЗ.

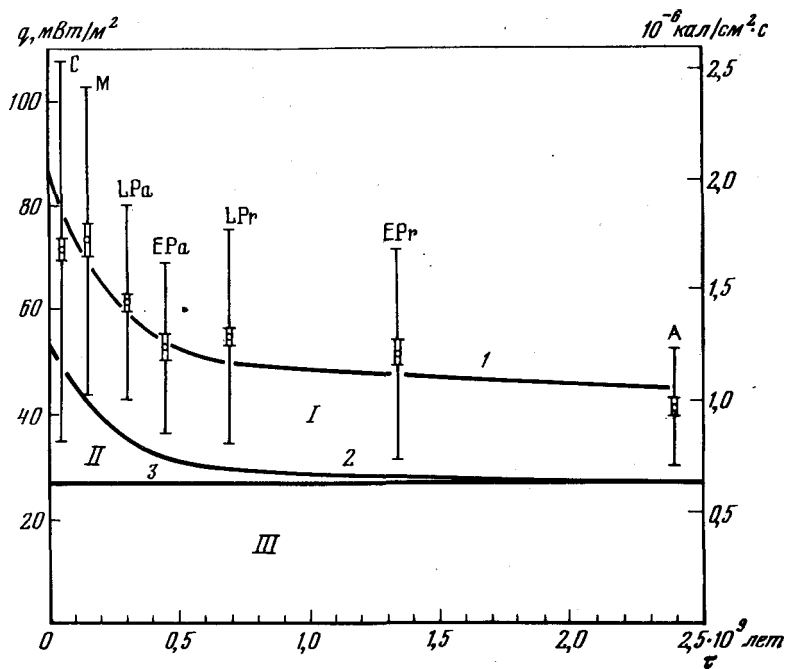
Таким образом, величины теплового потока платформенной части можно согласовать и с представлением о слоистом разрезе земной коры, и с представлением о постоянном изменении ее состава с глубиной. Последний вариант представляется предпочтительным. Часто, кроме кривой фактического распределения теплогенерации с глубиной, приводится и аппроксимирующая ее гладкая кривая. В нашем случае ею оказалась экспонента вида  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 \exp(-0,04 z)$ , которая качественно согласуется с распространенным предположением об экспоненциальном убывании содержания радиоактивных элементов с глубиной [Lachenbruch, 1968; Hamza, 1979]. Второй вариант является предпочтительным и с сейсмической точки зрения, так как наличие значительных градиентов скорости в верхней части коры, свидетельствующих о литологическом замещении "гранитов" основными разностями, наблюдается для всех щитов независимо от методики исследований и интерпретации материалов ГСЗ. Первый же вариант дает хорошее совпадение с наблюдаемым тепловым потоком при отсутствии такого замещения, т. е. для гораздо меньших градиентов скорости, чем наблюдаемые.

#### Соотношения между тепловым потоком и радиоактивной генерацией тепла, тепловым потоком и геологическим возрастом

В течение последних лет сделано несколько попыток анализа соотношений между континентальным тепловым потоком и генерацией тепла за счет радиоактивных изотопов, соотношений между тепловым потоком и возрастом последнего тектонотермического процесса.

Уже давно отмечается общеизвестный ныне факт, что измеренный тепловой поток на континентах имеет наименьшие и довольно стабильные значения на докембрийских щитах. Ли и Уеда [Lee, Uyeda, 1965] расклассифицировали значения тепловых потоков по широкому возрастным группам и показали, что средняя величина потока падает от 90 мВт/м<sup>2</sup> в кайнозойских вулканических провинциях до 38 мВт/м<sup>2</sup> в области докембрийских щитов. Последующие работы [Смирнов, 1968; Тепловой режим..., 1970; Поляк, Смирнов, 1968; Кутас, 1978; Любимова, 1968; Толстихин, Друбецкой, 1975; Поляк и др., 1979] систематически подтверждали эту особенность, приводя те или иные полуэмпирические соотношения. Так или иначе установлена обратная корреляция между поверхностным тепловым потоком  $q$  и геологическим возрастом  $\tau$ . Одно из последних обобщений этой зависимости для континентов представлено на рис. 17 [Vitarello, Pollack, 1979].

В отличие от океанических данных временная шкала этой зависимости для континентов более растянута. Это объясняется наложением процессов эрозии и сноса. Для океанической литосферы подобная корреляция была установлена несколько позже [Sclater, Franchetea, 1970], но анализу ее посвящено гораздо больше внимания в связи с разработкой гипотезы расширения океанического дна и тектоники плит. Для континентальной литосферы глобальная интерпретация теплового потока не так проста и составляет пока серьезную проблему для теории тектоники плит. Тепловой поток на континентах можно представить как сумму трех составляющих. Пер-



Р и с. 17. Убывание теплового потока  $q$  с возрастом  $\tau$  для трех главных составляющих [Vitarello, Pollack, 1979]

I — радиогенное тепло из коры; II — тепло от теплового возмущения, обусловленного тектогенезом; III — фоновый тепловой поток от более глубоких источников  
 Геологический возраст: С — кайнозойский, М — мезозойский, LPa — позднепалеозойский, EPa — раннепалеозойский, LPr — поздний протерозойский, EPr — раннепротерозойский, А — архейский. Вертикальные линии указывают степень разброса данных. Линия 1 — отражает средний наблюдаемый поток; линия 2 — соответствует 60% от полного потока и определяет редуцированный поток; линия 3 — соответствует фоновому тепловому потоку из недр

вую составляющую на континентах естественно связать с радиоактивными изотопами и радиоактивным тепловыделением. Второй составляющей будет в этом случае термическое возмущение, связанное с тектогенезом. Третьей составляющей явится фоновый тепловой поток, поступающий из глубинных источников.

Рассмотрим первую составляющую коровой генерации тепла. Верхние слои коры особенно в континентальных областях более обогащены ураном, торием и калием (например, граниты), чем подстилающие их гранулиты и мигматиты так называемого базальтового слоя. Поэтому можно считать, что радиогенная генерация тепла убывает с глубиной. Существенное ограничение вертикального распределения радиогенных источников тепла задается эмпирическим линейным соотношением между поверхностным тепловым потоком  $q$  и  $\mathcal{H}$  в породах у поверхности:

$$q = q_0 + b\mathcal{H}. \quad (31)$$

Области, для которых выполняется это линейное соотношение, были названы "провинциями теплового потока". Соотношение между тепловым

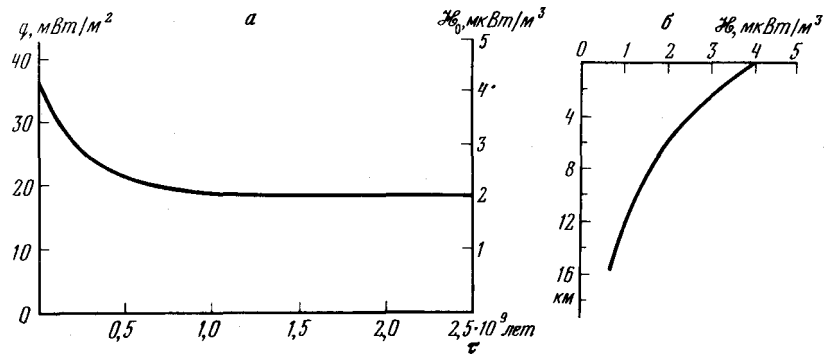


Р и с. 18. Географическое распределение провинций теплового потока, для которых выполняется линейное соотношение между измеренным тепловым потоком и радиогенной генерацией тепла в приповерхностных породах

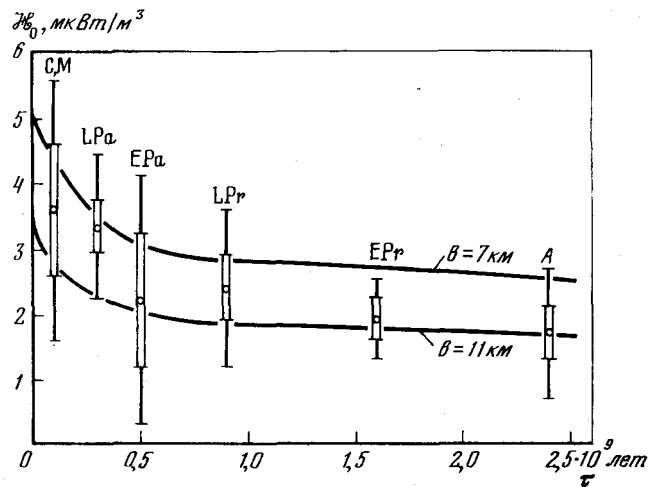
1 — горы Сьерра-Невада; 2 — провинция Бассейнов и Хребтов; 3 — провинция озера Верхнего; 4 — Восточная часть США; 5 — Юго-Восточные Аппалачи; 6 — Бразильский прибрежный щит; 7 — Балтийский щит; 8 — Англия и Уэльс; 9 — Богемский массив; 10 — Украинский щит; 11 — Нигерия; 12 — Замбия; 13 — позднепротерозойские провинции Индии; 14 — архейский щит Индии; 15 — Западная Австралия; 16 — Центральная Австралия; 17 — Восточная Австралия

потоком  $q$  и генерацией тепла  $\mathcal{H}$  в поверхностных породах было установлено для плутонических пород в Северной Америке [Birch et al., 1968]. Затем оно подтвердилось для других плутонов Северной Америки в горах Сьерра-Невада, в провинции Бассейнов и Хребтов [Lachenbruch, 1968, 1970a], Европе [Кутас, 1978; Любимова, 1977; Swanberg et al., 1974], в Австралии [Jaeger, 1970], а также в некоторых метаморфических поясах [Cermak, 1975], Африке [Chapman, Pollack, 1975; Pollack, Chapman, 1977], Индии [Rao et al., 1976] и Бразилии [Vitarello, Pollack, 1979]. Географическое размещение провинций теплового потока показано на рис. 18.

Установление линейного соотношения между  $q$  и  $\mathcal{H}$  не всегда происходит бесспорно и просто. Тепловой поток у поверхности подвержен влиянию не только вариации в генерациях тепла, но и влиянию переноса гидротермальной циркуляцией, эффекту магматических интрузий, эрозии, седиментации и других процессов. Для того чтобы рассчитать полную генерацию тепла от земной коры, нужно знать вертикальное распределение по глубине источников тепла. Наклон прямой, определяемой линейным соотношением между  $q$  и  $\mathcal{H}$ , соответствует толщине обогащенного источниками тепла верхнего слоя коры. Исходя из этого, Лакенбрух [Lachenbruch, 1970a] предположил экспоненциальный закон убывания источников тепла с глубиной (рис. 19).



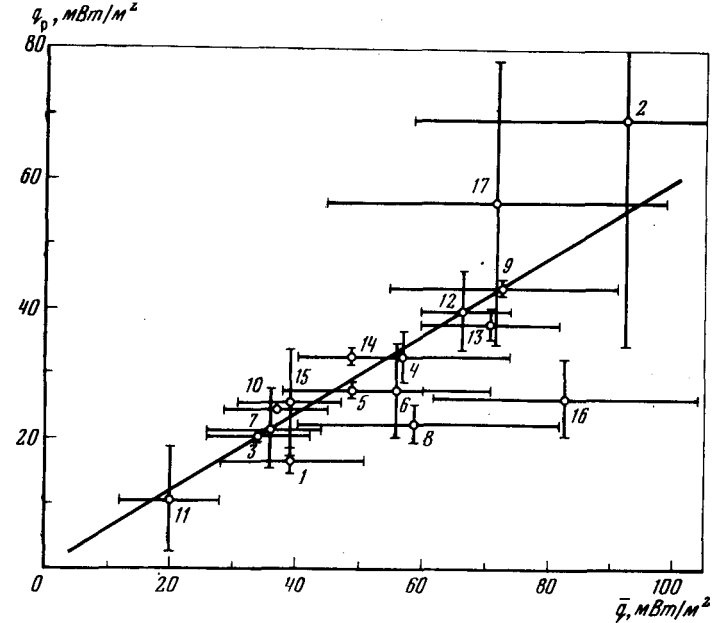
Р и с. 19. Зависимость от времени  $\tau$  (а) приповерхностной генерации тепла  $\mathcal{H}_0$  и полного теплового потока  $q$ , обусловленного теплогенерацией земной коры, и соответствующее экспоненциальное распределение источников тепла по глубине при  $\mathcal{H}_0 = 4,0 \text{ мкВт/м}^3$  и  $b = 9 \text{ км}$  (б)



Р и с. 20. Зависимость генерации тепла в поверхностных слоях  $\mathcal{H}_0$  от тектонического возраста  $\tau$  рассматриваемого региона (провинция);  $q_0$  соответствует  $0,4q$ ; толщина коры 40 км;  $b$  – коэффициент из уравнения (31). Остальные условные обозначения см. на рис. 17

Учитывая линейное соотношение между  $q$  и  $\mathcal{H}$ , получим зависимость генерации тепла поверхностных пород от возраста  $\tau$  (рис. 20). Фактор  $b$  можно также связать с историей эрозии данной области или провинции. По мере развития процесса эрозионного сноса величина  $b$  должна убывать со временем.

Возвращаясь к оценке вклада в генерацию тепла от земной коры, отметим, что в целом обогащенный слой земной коры толщиной  $b$  дает в среднем 40% от средней величины теплового потока для 17 провинций, выделенных на рис. 18. Остальная часть (60%) потока может быть названа редуцированным тепловым потоком и обусловлена более глубокими слоями.



Р и с. 21. Редуцированный тепловой поток  $q_r$  в 17 изученных провинциях теплового потока. Вертикальные отрезки соответствуют неопределенностям в оценках  $q_r$ , горизонтальные – стандартным отклонениям среднего теплового потока  $\bar{q}$ . Обозначения провинций см. на рис. 18

Если построить график зависимости редуцированного теплового потока  $q_r$  от среднего теплового потока  $\bar{q}$ , то получим линейное соотношение (рис. 21): прямая имеет наклон, соответствующий коэффициенту 0,6. Эта зависимость справедлива независимо от геологического возраста. Редуцированный тепловой поток повышается в областях магматическо-метаморфических поясов, характеризующихся более интенсивными тепловыми явлениями (табл. 7).

Миграцию вверх литофильных элементов U, Th, K естественно связать с процессом тектоногенезиса; механизм этой миграции мало изучен. Его связывают либо с дифференциацией вещества и выделением летучих из силикатического материала, либо с метаморфизмом и относительно большим обеднением ураном и торием фаций метаморфизма высокой степени. Как бы то ни было, поток тепла из земной коры  $q_k$  может быть ограничен величиной интеграла

$$q_k = \int_0^h \mathcal{H}_0 e^{(-z/b)} dz = \mathcal{H}_0 b [1 - e^{(-h/b)}],$$

где  $h$  – толщина земной коры. Из этого равенства получаем

$$\mathcal{H}_0 = q_k / b [1 - e^{(-h/b)}]. \quad (32)$$

По грубой экспериментальной оценке для разных регионов  $q_k$  составляет примерно 40% от полного наблюдаемого теплового потока, величина  $b$

Таблица 7  
Значения полного ( $q$ ) и редуцированного ( $q_p$ ) теплового потока, а также характеристики полной глубины  $D$  для различных провинций

Регион	Число обобщенных данных	$\bar{q}$ , мВт/м <sup>2</sup>	$q_p$ , мВт/м <sup>2</sup>	$D$ , км	Возраст последнего гермического события, млн. лет	Источники данных
Балтийский щит	14	36	22	8,5	2000–3000	[Любимова, 1977]
Украинский щит	28	36	25	7,1	3000–3500	[Кутас, 1978]
Западно-Австралийский щит	3	39	26	4,5	1328–3030	[Laeger, 1970]
Норвежский каледонский орогенный пояс	5	36,8	28,4	6,0	Каледонский	[Swanberg, 1973; Hamza, 1979]
Горы Сьерра-Невада	6	39	17	10,1	Третичный	[Sass, Lachenbruch, 1979]
Провинция Бассейнов и Хребтов	12	92	50,2	49,7	Третичный	[Sass, Lachenbruch, 1979]
Южно-Индийский щит	2	64	33	7,5	2820	[Rao et al., 1976]
Северо-Индийский щит	4	38,4	30,1	24,7	530–893	[Cermak, 1975]
Регион Канадский щит	3	39	22–34	12,3–7,1	Кеноранский	[Кутас, Гордиенко, 1971]

равна 7–11 км. Поскольку  $q_k$  зависит от возраста рассматриваемой провинции, то и поверхностная генерация тепла также зависит от геологического возраста. Вековая вариация тепловыделения согласуется с вековой вариацией поверхностного теплового потока (см. рис. 20).

Систематическое убывание генерации тепла с возрастом может быть связано с этапами эрозионного сноса. Перемещение поверхностного материала может быть представлено функцией

$$d(t) = d_m [1 - e^{-t/\tau}],$$

где  $d$  – толщина эродирующего слоя в момент  $t$ ;  $d_m$  – исходная его величина;  $\tau$  – длительность процесса. Быстрое смещение материала происходит в молодых областях. В более древних областях скорость эрозии постепенно убывает. Максимальная глубина  $d_m$  и время  $\tau$  являются константами, которые характеризуют продолжительность и скорость эрозии.

Равновесный тепловой поток в данный момент  $t$  эрозионной истории может быть представлен в виде формулы [Vitarello, Pollack, 1979]

$$\begin{aligned} q(t) &= \mathcal{H}_0(t) \int_0^h d(t) \exp\left(-\frac{z}{b}\right) dz = \\ &= b \mathcal{H}_0(t) \left[ \exp\left(-\frac{d(t)}{b}\right) - \exp\left(-\frac{h}{b}\right) \right], \end{aligned}$$

где  $d(t)$  – глубина достигнутого эрозионного среза и  $\mathcal{H}_0(t)$  – генерация тепла на этой глубине. Для  $d_m$  пределы изменения оцениваются величинами от 5 до 10 км, для  $\tau$  – от 200 до 500 млн. лет в зависимости от параметров поверхностной генерации тепла и логарифмического декремента в функции распределения источников тепла. Скорость эрозии в начале процесса оказывается равной 0,04–0,05 мм/год.

На рис. 19 показано изменение распределения источников тепла во времени и по глубине в процессе эрозионной истории при  $\tau = 3500$  млн. лет, генерация тепла в начальный момент  $\mathcal{H} = 4$  мкВт/м<sup>3</sup>,  $b = 9$  км,  $d_m = 6$  км. Процесс эрозии требует эквивалентного ему процесса поднятия, при котором глубинные изотермы перемещаются ближе к поверхности, что ведет к кажущемуся возрастанию теплового потока. Для скорости поднятия, равной 0,1–1,0 мм/год, наблюдаемый тепловой поток должен быть исправлен на 30–50%, например, для зон альпийского орогена в Центральной Европе.

Вторая составляющая теплового потока может быть связана с временным термическим возбуждением или возмущением в процессе кульминации метаморфизма, магматизма, деформации и поднятий. Можно предположить, что форма первоначального возмущения, например, имеет вид треугольника, обозначающего зону тектонотермальной мобилизации на возмущающем слое. Возмущающими параметрами будут разница температур  $\Delta T$  между равновесной и возмущенной геотермами и глубина возмущения.

Третья компонента континентального теплового потока порядка 27 мВт/м<sup>2</sup> возникает в слое, находящемся под верхним обогащенным слоем, на уровне или ниже зоны термического возмущения. Этот фоновый тепловой поток может быть лишь частично обусловлен глубинной гене-

рацией тепла от радиоактивных элементов. Он связан, например, с явлением гравитационной дифференциации, мантийной конвекцией и процессами на границе земного ядра.

Если допустить обеднение источниками тепла мантии под континентами из-за массового их выноса в кору, то в этом случае концентрация радиоактивных элементов (если она не была первично повышена) зависит от интервала глубин, из которого выносились источники тепла. Если в дифференциации участвовала вся мантия, величина  $K_M$  в ней сократилась только на 10%; если обеднялась только верхняя мантия, то она была доведена до уровня гипербазитов. Маловероятно, чтобы дифференциация была столь эффективной. Об этом свидетельствует состав пород мантийного происхождения, которые возникали после формирования основной массы континентальной коры. Могут существовать и дополнительные механизмы выноса источников из глубины мантии в ее верхнюю часть. Поэтому более вероятны близкие величины  $q$  в верхней мантии всех регионов.

Данные сейсмологии, геоэлектрических и геотермических исследований, анализ современных движений некоторых районов говорят о широком распространении в мантии, в частности под континентами, ослабленного слоя — астеносферы [Артюшков, 1979; Dziewonski et al., 1975]. Ослабление связано с частичным плавлением в пределах этого слоя.

В астеносферном слое температурный градиент близок к градиенту температуры плавления, который на глубине в первые сотни километров составляет  $2-3^\circ \text{C}/\text{км}$  [Stacey, 1977; Lubimova, 1967]. При отсутствии конвекции теплопроводность в расплавленном слое низка ( $0,9-1,3 \text{ Вт}/^\circ\text{C} \cdot \text{м}$ ); кондуктивный поток через него составит около  $2 \text{ мВт}/\text{м}^2$ .

С появлением расплава при достаточной мощности слоя могут возникнуть конвективные течения, тогда вынос тепла будет определяться по-другому [Shubert et al., 1980; Kaula, 1980; Davies, 1980].

### Тепловая модель литосферы, фоновые температуры

Из сейсмических данных следует, что в верхней мантии существует слой пониженных скоростей упругих волн  $V_p$  и  $V_s$ . Литосфера составляет верхний жесткий слой Земли, распространяющийся до этого уровня. Она существенно отличается по своим свойствам от подстилающего ее более пластического слоя — астеносферы [Артюшков, 1979; Белоусов, 1975, 1978; Пейве и др., 1983]. Физико-механические свойства литосферы определяются термодинамическими параметрами (температурой  $T$  и давлением  $P$ ) и степенью раздробленности литосферы трещинами.

В пределах литосферы температура, какими бы способами она ни рассчитывалась, нарастает быстрее, чем давление. Поэтому свойства литосферы — упругость, вязкость, электропроводность, теплопроводность — определяются в значительной степени изменением температуры с глубиной. Температура, в свою очередь (во всяком случае, в пределах верхних слоев литосферы), определяется величиной теплового потока, генерацией тепла и коэффициентом теплопроводности. Рост фоновых температур с глубиной настолько велик, что уже на глубинах 50–100 км достигаются температуры плавления. Определение этого уровня по термическим данным дает независимый от других геолого-физических и реологических методов способ

оценки толщины литосферы [Pollack, Chapman, 1977; Любимова, 1978; Чермак, 1982]. Сделаны попытки построения карт мощности литосферы, например, для Европы [Чермак, 1982]. Для этой цели используются усредненные данные поверхностного теплового потока. Сферический гармонический анализ поля теплового потока проводится с использованием данных точечных наблюдений теплового потока и данных глубинного сейсмического зондирования по мощности земной коры [Соллогуб, Чекунов, 1975; Чекунов, Соллогуб, 1979; Кутас, 1978; Гордиенко, 1975]. Схема мощности литосферы строится затем путем экстраполяции температур и тепловых потоков из коры на уровень больших глубин литосферы. Экстраполяция осуществляется на основе простейшей стационарной горизонтально-слоистой одномерной модели для определения температуры:

$$\frac{d}{dz} \lambda \frac{dT}{dz} + H(z) = 0,$$

а для теплопроводности и тепловыделения используются обобщенные формулы:

$$\lambda(T) = \lambda_0 / (1 + cT); H(z) = H_0 \exp(-z/h),$$

где  $c$  — константа;  $h$  — глубина.

На примере территории СССР показано, что в континентальных районах тепловой поток на границе Мохо меняется от  $15 \text{ мВт}/\text{м}^2$  в областях древних щитов и платформ до  $50 \text{ мВт}/\text{м}^2$  в областях повышенного теплового потока [Любимова, 1979; Чермак, 1982]. Нижняя кора добавляет к тепловому потоку от 3 до  $11 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Правда, определение вклада нижней коры является весьма неопределенной частью задачи, поскольку до сих пор нет единой точки зрения на причины обогащения верхней коры радиоактивными элементами. Не выяснено, участвует ли в этом только нижняя кора или вся кора целиком обогащена за счет мантии. При этом существенно также, каким предполагается петрологический состав мантии. Если самая верхняя часть мантии до глубины 120 км характеризуется ультраосновным составом, отвечающим обедненному дунит-перидотитовому слою, то при поверхностном тепловом потоке  $< 40 \text{ мВт}/\text{м}^2$  (в этих местах толщина литосферы равна 200–300 км) вынос тепла из недр глубже 300 км оказывается ничтожным. Суммарная радиоактивная генерация до этой глубины полностью обеспечивает весь наблюдаемый на поверхности тепловой поток.

Для поверхностного диапазона теплового потока  $40-80 \text{ мВт}/\text{м}^2$  европейской части СССР тепловой поток из недр на глубине 400 км лежит в диапазоне  $7-25 \text{ мВт}/\text{м}^2$ . Более толстая континентальная кора обуславливает относительно больший интегральный вынос тепла из коры. Для определения мощности литосферы берется пересечение геотерм и кривой температуры плавления  $T_m$ . Частичное плавление может начинаться при температурах ниже  $T_m$  (например, при  $0,85 T_m$ ), когда плавятся отдельные зерна или примеси. По данным геотермического метода, под докембрийскими щитами — Украинским, Балтийским, Алданским — литосфера (в первом приближении) достигает мощности 200 км. Мощность молодых платформ (Западно-Сибирской, Скифско-Туранской) составляет 100–125 км. Горные складчатые системы Средней Азии, Южной Сибири, Дальнего Востока характеризуются снижением мощности литосферы до 75–100 км.

В целом по первым грубым оценкам поверхностному тепловому пото-

ку  $90 \text{ мВт/м}^2$  отвечает мощность литосферы 55 км, потоку  $120 \text{ мВт/м}^2$  — только 30 км. Там, где континентальная литосфера переходит в океаническую, мощность литосферы убывает. Используя приближенную зависимость между океаническим тепловым потоком и возрастом литосферных плит, А.М. Городницкий и О.Г. Сорохтин [1977] построили приближенную карту мощности океанической литосферы  $L$  на основе уравнения

$$L = 7,5 + 6,6 \sqrt{\tau},$$

где  $\tau$  — время (млн. лет).

Построение тепловой модели литосферы включает также определение теплового потока из верхней мантии  $q_M$ . Знаменательно, что  $q_M$  по данным геотермического метода, придающего основное значение радиогенной генерации тепла в качестве источника энергии земной коры, составляет  $0,4-0,6 q$  (где  $q$  — полный тепловой поток).

Температурный фон определяется геотермами в коре платформенного типа со "средним" строением, "средней" величиной глубинного теплового потока и типовыми значениями теплогенерации и теплопроводности слоев. Отличие температур в активизированном блоке от платформенных может заключаться в несколько большем градиенте в верхних нескольких километрах коры (за счет пониженной теплопроводности осадков), более высокой генерации тепла и др.

Фоновые температуры можно разделить на две части: практически стационарные (относительно достоверные температуры земной коры и самых верхов мантии) и в значительной степени гипотетические нестационарные температуры остальной части верхней мантии (до 400–500 км).

При обычном простейшем вычислении коровых температур кора считается состоящей, например, из осадков (1–5 км), "гранита" (10 км) и "базальта" (20–25 км).

Коэффициент теплопроводности слоев  $\lambda$  должен зависеть от температуры и падает с увеличением глубины в пределах земной коры:

$$\lambda = \lambda_0 / (1 + cT), \quad (33)$$

где  $\lambda_0$  — теплопроводность при  $T = 0^\circ \text{C}$  и  $c = 0,001-0,003^\circ \text{C}^{-1}$ . Температура в слое  $i$  будет

$$T_i = T_{i-1} + \frac{Q_{i-1} - 0,5H_i \Delta z}{\lambda_{T_i}} \Delta z, \quad (34)$$

где  $\Delta z$  — мощность интервала;  $\lambda_{T_i}$  — теплопроводность пород интервала;  $Q_{i-1}$  — тепловой поток из слоя  $(i-1)$ ,  $H_i$  — теплогенерация слоя.

Температура поверхности принималась равной  $+10^\circ \text{C}$ . В результате расчетов получен следующий типовой разрез континентальной коры:

Глубина, км	Температура, $^\circ \text{C}$	Глубина, км	Температура, $^\circ \text{C}$	Глубина, км	Температура, $^\circ \text{C}$
5	130	20	280	35	380
10	200	25	320	40	395
15	240	30	360	45	410
				50	420

Коровый температурный разрез существенно изменяется из-за колебания исходных параметров: изменения мощностей на первые единицы километров, колебания  $H$  и  $\lambda$  слоя в некоторых пределах и др. Это смещает температуру на первые сотни градусов.

Температуры в верхней мантии и литосфере определить значительно сложнее. Обычно они рассчитываются как часть температурного разреза Земли или являются результатом анализа термической истории Земли. Получающиеся при этом температурные разрезы достаточно разнообразны. Мы их рассмотрим в гл. III.

### Глава III

## ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ЭВОЛЮЦИОННОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗЕМЛИ

### Физическая постановка задачи

Тепловая эволюция Земли относится к области исследования, находящейся на стыке планетной космогонии и наук о Земле. Основные закономерности процесса определялись прежде всего начальным состоянием Земли, которое, в свою очередь, явилось результатом процесса ее формирования. Согласно наиболее распространенному в настоящее время представлению, планеты земной группы образовались путем аккумуляции твердых частиц и тел различных размеров. Имеется достаточно хорошо разработанная теория, установившая основные закономерности этого процесса. Из нее следует, что главными параметрами, определившими начальную температуру Земли и неоднородности ее мантии, были время ее аккумуляции и размеры формировавшихся ее тел. Лишь небольшая часть гравитационной энергии земного шара пошла на его нагревание, преобладающая ее часть излучилась в пространство. Чем короче время излучения, тем выше должна быть температура излучающей поверхности. Это, казалось бы, открывает возможность предположить высокую начальную температуру Земли при достаточно короткой шкале времени ее формирования. Несколько лет назад эта точка зрения имела широкое распространение среди геохимиков и геофизиков. Время аккумуляции Земли принималось равным всего лишь 50 000 лет, т.е. в тысячи раз более коротким, чем по оценкам, полученным из исследования самого процесса аккумуляции.

После выявления большой роли крупных тел в образовании планет было показано, что эти тела являлись эффективным источником первичного разогрева Земли и создали значительные начальные неоднородности ее мантии [Сафронов, 1969]. Количественное рассмотрение сложного процесса аккумуляции представляет значительные трудности. Новые оценки температуры формирующейся Земли привели к принятию более высокой, чем ранее, начальной температуры (вплоть до расплавления довольно протяженного наружного слоя). Но количественные результаты сильно зависят от принимаемых значений входных параметров и пока еще не очень надежны. Некоторые факторы до сих пор не удается учесть должным образом, и эта неопределенность приводит авторов к разным выводам. Ниже мы

Таблица 8

Потенциальные источники энергии геотектонических процессов (за  $4,5 \cdot 10^9$  лет)

Источник энергии	Энергия, $10^{31}$ Дж	Автор
Аккреция	2,5	[Sharpe, Peltier, 1979]
Образование ядра	1,0–1,6	[Birch, 1965b; Калинин, Сергеева, 1975]
Образование коры	0,03	[Виноградов, 1959]
Радиоактивный распад	0,41–0,93	[Любимова, 1968; Геофизика океана, 1979]
Приливное торможение	0,26	[Рускол, 1975]
Суммарная энергия, приобретенная Землей за время эволюции	4,9	[Геофизика океана, 1979]

рассмотрим более подробно некоторые пункты, наиболее важные для данной проблемы.

Любой расчет такого рода включает гипотетические данные о составе мантии и Земли в целом, об истории ее формирования, современных и древних процессах в ней. Оценить возможные ошибки очень сложно. В какой-то степени о них можно судить, рассчитав температуры путем, отличным от использованного, и сравнив результаты.

Рассмотрим вначале главные, по современным представлениям, источники тепла в Земле. В основном оно возникает при радиоактивном распаде. Нет сведений о том, чтобы какая-то крупная часть планеты (интервал глубин) была существенно обогащена радиоактивными элементами при ее образовании, хотя нельзя и полностью исключать такую возможность.

Существующие методики расчета, включающие представления о нагреве планеты при образовании (на  $1500\text{--}2000^\circ\text{C}$ ), о выделении тепла "короткоживущими" радиоактивными элементами, в результате приливного трения, полиморфных переходов и других процессов [Любимова, 1968; Маева, 1967; Сафронов, 1969; Геофизика океана, 1979; Булашевич, Хачай, 1974; и др.], дают величину суммарной энергии, которая приведена в табл. 8.

### Модели для исследования первичной температуры Земли

Разработанная в последние годы динамическая теория аккумуляции планет из твердых тел позволила получить информацию о начальном состоянии Земли — о ее температуре, неоднородности недр. Эти данные можно использовать как отправной пункт для рассмотрения ранней эволюции Земли.

Была выявлена роль первичных неоднородностей, связанных с падением крупных тел, в развитии процесса дифференциации [Сафронов и др., 1978]. Термическая история Земли рассчитана с учетом энергии, выделяющейся при дифференциации, и эффективного выноса тепла вверх конвекцией [Vitjazev, Majeва, 1980]. Были указаны основные закономерности ранней эволюции Земли [Сафронов и др., 1978]. В этих работах предполагалось,

что начальная температурная кривая располагалась несколько ниже температуры плавления, поэтому плавление вещества Земли начиналось через несколько сотен миллионов лет после ее образования в верхнем слое, на глубине 300–500 км. В зоне плавления, медленно расширявшейся за счет опускания нижней границы, начиналась дифференциация вещества по плотности. Когда толщина зоны расплава достигла 500 км, процесс стал самоускоряющимся вследствие выделения энергии дифференциации. По более новым данным [Kaula, 1979a, b], уже на заключительной стадии формирования Земли в верхнем слое достигалась температура плавления. Следовательно, и дифференциация тоже должна была начаться на этой стадии, вероятно, в ее конце.

Расслоение происходит легче, когда компоненты находятся в разных фазовых состояниях (один расплавлен, другой нет). При наличии более крупных неоднородностей эволюция определяется гидродинамическим теплопереносом. Сначала тяжелый компонент так или иначе опускается к основанию расплавленного слоя. Затем в силу рэлей-тейлоровской неустойчивости он распадается на отдельные включения, которые начинают опускаться вниз сквозь твердое вещество мантии. На этом этапе механизм сходен с расслоением Эльзассером [Birch, 1965b], только в качестве начальных возмущений естественно выступают первичные неоднородности — области, сильнее нагретые ударами самых крупных тел с поперечниками более тысячи километров. Сначала дифференциация активно протекает лишь в верхней оболочке. Ядро образуется не сразу, поскольку силикаты вытесняются из центральной области лишь после ее достаточного нагрева, когда вязкость становится не слишком высокой. Конвекция, возможно, сначала происходит в верхах мантии — в области сверхадиабатического температурного градиента. Лишь постепенно она захватывает все более глубокие слои. В принципе конвекция и дифференциация — конкурирующие процессы, мешающие друг другу. Конвекция замедляет дифференциацию, а дифференциация создает градиент концентрации тяжелого компонента, который может совсем подавить конвекцию до окончания расслоения, когда конвекция сможет развиваться в каждом слое отдельно. К настоящему периоду истории Земли процесс дифференциации, по-видимому, в основном завершен, и в мантии развиты конвективные движения.

Проблема воссоздания эволюции Земли — комплексная проблема, и для ее успешного решения необходимо использовать данные всех смежных наук: геологии, геофизики, геохимии, физики, механики, космогонии.

При падении сравнительно малых тел и частиц на Землю в процессе ее формирования энергия их ударов освобождается практически на поверхности и температура этой поверхности, излучающей энергию по закону Стефана–Больцмана, равная 350–400 К, фактически и является начальной температурой планеты. Другая картина получается при падении крупных тел. Энергия ударов освобождается в слое, толщина которого сравнима с поперечником падающего тела [Сафронов, 1969]. В этом слое имеется значительный градиент температуры, и при той же температуре поверхности температура земных недр оказывается значительно выше. Чем больше размеры тел, тем толще слой и тем выше температура под слоем.

Расчеты нагревания Земли в процессе аккумуляции связаны с большими

трудностями. Преобразование уравнения теплопроводности для шара на случай, когда радиус шара увеличивается (подвижная поверхность), осуществлено лишь приблизительно: трудно оценить распределение по глубине энергии, выделяющейся при падении тел различных размеров, а также эффективную теплопроводность верхнего слоя, подвергающегося интенсивному перемешиванию под действием ударов этих тел [Сафронов, 1969]. Необходимо иметь хорошую физическую теорию ударов и кратерообразования и, кроме того, знать функцию распределения масс падающих тел. Для полного решения задачи необходимо еще учесть выделение радиоактивного тепла и дополнительное нагревание в результате сжатия вещества Земли по мере увеличения ее массы.

Последний эффект первоначально рассмотрен Е.А. Любимовой [1968], и было показано, что нагревание пропорционально температуре сжимаемого вещества. В центре Земли, где сжатие максимально, температура примерно удваивается. Приблизительный учет всех этих факторов дал следующие предварительные результаты: центральная область Земли нагревалась к концу ее роста до  $T_0 = 1000$  К, а максимальная температура была на глубине около 300–500 км и превышала 1500 К, т.е. приближалась к точке плавления.

Затем этот вопрос рассматривался при решении идеализированной задачи о нагревании ударами плоскопараллельного слоя с подвижными границами, охлаждаемого вследствие ударного перемешивания [Safronov, 1978]. Было получено аналитическое квазистационарное решение для распределения температуры в наружном слое растущей Земли. Она оказалась сильно зависящей от размеров падающих тел и практически не зависящей от скорости аккумуляции Земли. Аналогичный расчет был проделан для сферически-симметричного слоя [Safronov, 1978]. Различие моделями составляет менее 10% даже при падении тел с поперечниками до 300 км. Нагревание ударами тел с радиусами, меньшими некоторого критического значения  $r_1$ , незначительно — всего лишь около 30 К. С увеличением радиуса планеты  $R$  величина  $r_1$  уменьшается, как  $R^{-5/3}$ , и для современной Земли составляет около 1 км. При падении более крупных тел, если они все одинаковы, температура в первом приближении пропорциональна линейным размерам тел.

Входящие в уравнение теплопроводности эффективный коэффициент температуропроводности  $k$ , связанный с ударным перемешиванием вещества, и выделяющаяся при ударе энергия  $\epsilon$  в единице объема могут считаться либо одинаковыми по всему слою, либо убывающими линейно до нуля у основания слоя. Во втором случае нагревание оказывается вдвое меньше, чем в первом. Энергия, которая могла выделяться глубже слоя, перемешиваемого ударами, может не приниматься во внимание, так же как нагревание вследствие сжатия и выделения радиоактивного тепла. Таким образом, можно оценить нижний предел для начальной температуры Земли.

Такая модель позволяет выявить относительную роль различных факторов и параметров. В случае падения тел одного размера уже при радиусах тел, равных 30 км, происходит плавление наружного слоя на глубине от 100 до 300 км. При степенном законе распределения масс тел с показателем  $q \sim 1,8$ , если аппроксимировать функции  $\epsilon(z)$  и  $k(z)$  убывающими линейными функциями  $z$ , получается соотношение, выраженное через ра-

диус некоторого эффективного тела, в два с небольшим раза меньший, чем радиус наибольшего тела в распределении. При радиусе  $r_M$  наибольшего тела, равном 100 км, толщина верхнего расплавленного слоя превышает 1000 км. Если бы в слое не было конвекции, то температура у его основания достигала бы в этом случае 2800 К. Но тогда температурный градиент был бы существенно больше адиабатического, началась бы конвекция и температурная кривая опустилась бы до кривой плавления. Следовательно,  $T(z)$  не может заметно превышать температуру плавления  $T_m(z)$ .

Применив тот же метод, Каула [Kaula, 1969a] рассмотрел задачу более подробно, используя данные О'Киф и Аренса [O'Keef, Ahrens, 1977] о распределении энергии при ударном кратерообразовании и соответственно приняв несколько другую модель кратера. Распределение масс падающих тел было также выражено в виде обратного степенного закона с показателем  $q \sim 1,8$  и с верхней границей распределения (наибольшее тело), равной 0,002 массы растущей Земли. Численным интегрированием было найдено, что в верхнем слое (толщиной около 1500 км) температура не только выше температуры плавления, но и превышает 3000 К, несмотря на то, что в уравнение был включен член, учитывающий перенос тепла конвекцией. В другой работе [Kaula, 1979b] показано, что получение столь высоких значений температуры вызвано несовершенством алгоритма программы и что вследствие конвекции температура должна быть близка к кривой плавления. Автор отмечает также, что расчеты О'Киф и Аренса, использованные в его работе, проделаны для малых тел и небольших энергий удара. Можно ожидать, что при падении на Землю крупных планетезималей доля энергии ударов, остающаяся в ее недрах, должна быть значительно больше.

Обратный степенной закон распределения масс допланетных тел непригоден в области крупных тел. Эта область заполнена преимущественно бывшими зародышами планеты, и убывание числа тел с увеличением их массы должно быть много более крутым — похожим на экспоненциальное. Эти крупные тела могли составлять на заключительной стадии роста 10–20% массы всех тел. Первоначально они могли быть довольно большими — вплоть до лунных размеров и более. При сближениях внутри предела Роша они распадались на более мелкие части, размеры которых зависят от прочности их вещества. При прочности тел  $10^5$  дин/см<sup>2</sup> они распадаются на осколки с радиусами около 20 км, а при прочности  $10^7$  дин/см<sup>2</sup> (что для области планет земной группы, по-видимому, более реально) — на тела с радиусами около 100 км. Единичные тела могли избежать тесных сближений и быть крупнее, но они составляли лишь небольшую долю всей массы и не вносили большого вклада в термику Земли. Трудно сказать что-либо определенное о наибольших телах, не входивших в число зародышей планет. Они были меньше предыдущих, так как росли медленнее и могли подвергаться дроблению. Они также могли сближаться с зародышами и распадаться на более мелкие тела. На основании сказанного разумно принять в качестве верхнего предела для размеров тел значение радиуса около 100 км. Могли существовать и более крупные тела, но в малом количестве, так что заметной роли они не играли. Распределение тел, меньших 100 км, по-видимому, можно без большой ошибки принять в виде степенного закона с показателем  $q < 2$ .

Оценки нижней  $z_{m_1}$  и верхней  $z_{m_2}$  границ расплавленного слоя в первичной Земле, полученные при степенном законе с  $q = 1,8$  для разных значений радиуса наибольшего тела  $r_M$  от 60 до 100 км, варьируют:  $z_{m_1}$  — от 300 до 1300 км,  $z_{m_2}$  — от 75 до 60 км.

### Учет расплава на стадии роста Земли

Учет расплава осуществлен следующим образом. Температура плавления взята из работы Рингвуда [Ringwood, 1979]. Нижняя граница расплава оценена без учета конвекции (после наступления конвекции вынос тепла вверх увеличивается и граница расплава приподнимается). Верхняя граница расплава оценена в предположении, что в расплавленном слое температура близка к температуре плавления  $T_m$  и практически вся выделяющаяся в нем энергия должна уходить в верхний нерасплавленный слой, тем самым определяя температурный градиент на его нижней границе. Распределение температуры в слое определяется тем же уравнением теплопроводности, что и ранее. В.С. Сафронов рассматривает квазистационарное уравнение для сферического слоя толщины  $h$ ; отнесенное к подвижной границе его поверхности:

$$\kappa \frac{d^2 T}{dz^2} + \left( \frac{d\kappa}{dz} - \frac{2\kappa}{R} - R \right) \frac{dT}{dz} + \epsilon = 0 \quad (35)$$

при граничных условиях  $T(0) = T_0$ ,  $dT(h)/dz = 0$ .

При постоянных коэффициентах решение уравнения имеет вид

$$T_z = T(z) - T_0 = \frac{b}{a} \left[ z - \frac{1}{a} e^{-ah} (e^{az} - 1) \right]; \quad (36)$$

$$a = R/\kappa + 2/R; \quad b = \epsilon/\kappa.$$

Критерием конвекции является число Рэлея

$$Ra = \frac{g\alpha}{\eta\kappa} L^4 \nabla T_{sa}, \quad (37)$$

где  $\nabla T_{sa}$  — сверхадиабатический градиент температуры в слое;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\alpha$  — коэффициент температурного расширения;  $L$  — толщина слоя. В нижней части слоя  $h$  число Рэлея становится больше критического значения  $Ra_c \sim 1700$  при приближении температуры к температуре плавления. Значительную неопределенность в оценку  $Ra$  вносят параметры  $\eta$  и  $\kappa$  — кинематическая вязкость и коэффициент температуропроводности. В принципе  $\kappa$  должен учитывать все виды переноса тепла, кроме конвекции, т.е. он является коэффициентом ударного перемешивания. Но в нижней части слоя перемешивание происходит очень редко (только крупными телами) и менее эффективно препятствует накоплению тепла и возникновению конвекции. Правда, такая конвекция нестационарна и легко может быть прервана такими же ударами. Тем не менее эффективный  $\kappa_{ef}$  в нижней части слоя может быть значительно меньше  $\kappa$ . Вязкость  $\eta$  сильно зависит от температуры. Эту зависимость можно представить в виде двух соотношений [Kaula, 1979b]. При  $T < T_m$

$$\eta = a \exp(bT_m/T); \quad (38)$$

при  $T > T_m$

$$\eta = \eta_m \exp[-c(T - T_m)] + \eta_0, \quad (39)$$

где:  $\eta_m = a \exp b - \eta_0$ ,  $a = 1,4 \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $b \sim 25$ ,  $c \sim 0,4 \text{ К}^{-1}$ ,  $\eta_0 \sim 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$ . При  $T = T_m$  имеем  $\eta = \eta_m = 10^{20} \text{ см}^2/\text{с}$ . Следовательно,  $T_m$  фактически есть температура в самом начале плавления.

Принимая, что наибольшие падавшие на Землю тела в конце ее роста имели  $r_M \sim 100$  км, можно оценить, что впервые температурная кривая  $T(z)$  "соприкоснулась" с кривой  $T_m(z)$  на глубине, немного меньшей  $h$ , когда радиус Земли достиг  $0,8 R$ , т.е. при массе Земли около половины ее современной массы. Из (37), приняв  $\nabla T_{sa} \sim 0,6$  и  $\nabla T_m \sim 0,6 \text{ К/км}$ , находим, что число Рэлея превышает критическое значение при вязкости  $\eta \sim 5 \cdot 10^{17}$  в слое толщиной 100 км и при вязкости  $\eta \sim 3 \cdot 10^{16}$  в слое толщиной 50 км. Из (39) получаем, что такая вязкость имеет место при температуре, превышающей  $T_m$  соответственно на 13 и 20 К. Так начинается конвекция. Она идет сначала в узкой нижней части слоя  $h$ , но постепенно ее верхняя граница поднимается. В.С. Сафронов [1978] отметил, что при вязкости  $\eta \sim 10^{17} \text{ см}^2/\text{с}$ , хотя  $T > T_m$ , количество расплава в веществе все еще очень мало — вероятно, не превышает нескольких процентов. Поскольку температурная кривая близка к температуре плавления  $T_m$ , ее градиент близок к  $\nabla T_m$ .

Можно оценить, при какой температуре устанавливается стационарная конвекция, выносящая все тепло, приносимое в слой ударами. На основе соотношений между числами Рэлея и Нуссельта

$$Nu \sim (Ra/Ra_c)^{1/3}$$

вводится псевдотемпературопроводность, связанная с конвекцией:

$$\kappa_v = Nu \cdot \kappa.$$

Баланс энергии, приносимой телами и уносимой конвекцией, можно записать в виде

$$\kappa_v \nabla T \sim \epsilon' L', \quad (40)$$

где  $\epsilon'$  — средняя энергия, освобождающаяся в слое  $L'$  ниже рассматриваемой точки  $z$ . При  $T \sim T_m$  сверхадиабатический градиент можно представить в виде [Safronov, 1978]

$$\nabla T_{sa} = \nabla T - \nabla T_{ad} \sim \nabla T_m (1 - \nabla T_{ad} / \nabla T_m) = (1 - 8) \nabla T_m, \quad (41)$$

где  $\nabla T_{ad}$  — адиабатический градиент.

На основании этого можно произвести феноменологическую оценку вязкости, соответствующую стационарному процессу:

$$\eta \sim \frac{(1-8) \alpha g L}{\kappa} \left( \frac{\kappa L}{6\epsilon' L'} \right)^3 \nabla T_m^4.$$

Здесь величины  $\kappa$  и  $\epsilon' L'$  следует брать средними по всему слою  $L$ , что довольно затруднительно. В верхней части слоя  $\kappa'_v \sim \kappa_v$  и  $\epsilon' L' \sim \epsilon L$ . При этих значениях получается  $\eta \sim 10^{16}$ , если  $L \sim 200$  км, что соответствует  $T = T_m + 23 \text{ К}$ . Для нижней части слоя  $\eta$  оказывается значительно больше из-за меньших значений  $\kappa$  и  $\epsilon' L'$ . Соответственно число Рэлея там оказы-

вается существенно выше критического значения. Но если, учитывая неэффективность ударной теплопроводности в нижней части слоя, взять вместо нее молекулярную теплопроводность, то малое значение  $\kappa_0$  уже не компенсируется уменьшением  $\epsilon' L'$  и равновесная вязкость оказывается здесь на 2–3 порядка ниже. Но даже в этом случае температурная кривая выше температуры плавления  $T_m$  лишь на 40 К. Количество расплавленного вещества при этом все еще существенно меньше половины.

### О гравитационной дифференциации

Полученные результаты позволяют высказать некоторые соображения относительно возможной дифференциации вещества Земли в процессе ее формирования. Есть основания полагать, что на активной стадии аккумуляции ударное перемешивание вещества было достаточно эффективным и конвекция в слое  $h$  протекала при вязкости  $\eta \sim 10^{20} - 10^{22}$  П.

Расслоение вещества по плотности при таких условиях возможно лишь при наличии крупномасштабных неоднородностей с большими различиями плотности, да и тогда оно протекает очень медленно. Следовательно, на этой стадии трудно ожидать значительной гравитационной дифференциации земных недр и соответственно освобождения значительного количества дополнительной энергии. Но по мере замедления темпа аккумуляции эффективность ударного перемешивания падала, и даже при сравнительно небольших дополнительных источниках тепла вязкость могла значительно понизиться. Поэтому не исключена возможность начала эффективной гравитационной дифференциации в самом конце процесса формирования Земли. Как уже было сказано выше, в верхнем слое толщиной до 1500 км температура практически достигала температуры плавления. Дифференциация должна была начаться именно в этом слое и лишь постепенно, по мере прогревания более глубоких недр охватывать все более глубокие слои.

Другой подход к проблеме начальной температуры Земли предложен в работе Хаяши с соавторами [Hayashi et al., 1979]. Они исходят из разбиваемой ими в последние годы картины формирования Земли, в которой большая роль отводится окружающему газу. Авторы полагают, что Земля успела вырасти до современных размеров за время менее  $10^7$  лет, когда газ еще не успел диссипировать из Солнечной системы. Согласно их модели, газ заполнял всю область Хилла вокруг планеты. Внешняя часть атмосферы находится в радиативном равновесии, а внутренняя — в конвективном. Когда масса Земли достигла 0,1 современной массы, атмосфера стала мощной и плотной. Поглощение света парами воды и молекулами водорода сделало ее непрозрачной. Большая энергия, освобождавшаяся на поверхности Земли в процессе аккумуляции, должна была эффективно задерживаться этой атмосферой, сильно повышая ее температуру. К концу формирования Земли температура у основания атмосферы (и в верхнем слое Земли) достигла 4000 К, а масса всей атмосферы составляла  $10^{26}$  г.

Этот результат приводит к серьезным геофизическим следствиям. Но он вызывает также и серьезные сомнения. Во-первых, мало обосновано предположение, что атмосфера простиралась до границы сферы Хилла.

На этом расстоянии от Земли тепловые скорости молекул значительно превышают скорость ускользания и газ должен быстро рассеиваться. Реальная высота атмосферы должна быть на целый порядок меньше. Во-вторых, диссипация газа из Солнечной системы, по-видимому, произошла существенно раньше, чем Земля достигла современных размеров. Вместо предполагаемых Хаяши и его соавторами времени роста Земли  $10^6 - 10^7$  лет и времени диссипации газа с помощью солнечного ветра на стадии Тельца  $10^8$  лет можно скорее ожидать обратное соотношение времен:  $10^8$  и  $10^7$  лет соответственно. Наконец, в-третьих, даже если бы указанные авторы сроки были верны, есть серьезные основания сомневаться в столь большой эффективности солнечного ветра, чтобы он смог удалить из поля тяготения Земли мощную атмосферу с массой  $10^{26}$  г. Мы должны были бы в таком случае сейчас наблюдать значительные последствия такой диссипации в виде избытка тяжелых благородных газов [Ringwood, 1979].

Термодинамически доказана возможность растворения кремния (и углерода) в жидком железе при  $P$ - $T$ -условиях, существующих в оболочках планет. Однако это условие является необходимым, но не достаточным, несмотря на то, что экспериментальные исследования ударного сжатия железо-кремниевых сплавов показали, что вхождение кремния в состав ядра (примерно до 20 вес.%) отвечает имеющимся геофизическим данным о свойствах вещества внешнего ядра Земли.

Теоретически установлена возможность образования железо-кремниевой расплава. Это было сделано в результате исследования окислительно-восстановительных условий в мантии Земли [Кусков, Хитаров, 1982].

Изучение термодинамики гетерогенных химических реакций при сверхвысоких давлениях в открытых системах приводит к выводу об экзотермическом характере процессов восстановления и разложения и, таким образом, о возможном вкладе источников химической энергии в недрах Земли в первичную температуру  $T_0(r)$ .

Плавление железа начиналось в верхней мантии, и образовавшийся расплав должен был проникать через очень вязкую нижнюю мантию. Однако в результате экзотермичности процессов восстановления и выделения большого количества тепла появление расплава могло происходить и в нижних горизонтах недифференцированной Земли. Таким образом, "капли" расплава образовывались повсеместно в мантии, плотность которой в результате локального плавления понижалась. Процесс формирования ядра существенно ускорялся. Таким образом, наряду с возможным источником дифференциации в верхней мантии мог существовать и источник дифференциации в нижней мантии.

Тогда в рамках модели гомогенной аккумуляции процесс формирования ядра можно представить происходящим в несколько этапов. На первой стадии, в догравитационный период, происходило образование недифференцированной планеты за счет процессов конденсации и аккумуляции вещества протопланетного облака; температура планеты составляла в среднем 1500 К. На следующем этапе эволюции планеты происходит гравитационная или химическая, плотностная, дифференциация вещества. При аккреции Земли за счет ударов наиболее массивных тел возникают термические неоднородности. Области ударов на сотни градусов теплее окружающей среды. В этот момент возникают термически "ослабленные" зоны, в которых

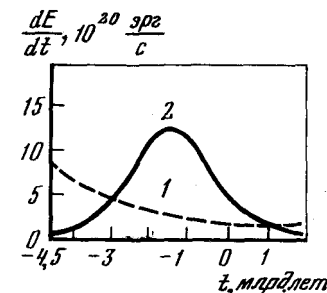
в последующем могло начинаться плавление железа. По мере разогрева планеты за счет радиоактивного распада происходит плавление никелистого железа в верхней мантии. Однако его опускание к центру, как это обычно предполагается, вряд ли возможно из-за очень большой еще вязкости нижней мантии ("каплям" — блокам расплава — предстоит путь примерно в 4000–6000 км). Вследствие предполагаемого существования второго источника дифференциации логично предположить, что реакции восстановления (типа восстановления стিশовита углеродом и ряд других), протекающие с выделением тепла, приводили к плавлению никелистого железа в центральной области, которое формировало внутреннее ядро Земли, впоследствии затвердевшее. По многим данным, внутреннее ядро представляет собой железо-никелевый сплав. Но трудно представить, чтобы в такой многокомпонентной системе, как Земля, это действительно было точно так. Более вероятно, что этот сплав также содержит примеси легких элементов (S, C и др.), но в незначительных концентрациях.

На следующем этапе эволюции планеты предполагаются дифференциация вещества верхней мантии, отделение никелистого железа и рост внутреннего ядра, а также дальнейшее развитие процессов восстановления, которые приводили к повышению температуры во всей мантии вследствие суммарного выделения гравитационной, радиоактивной и химической энергии. Нагрев приводил к уменьшению вязкости мантии. Образующийся расплав, неустойчивый в гравитационном поле планеты, опускался к центру и формировал внешнее ядро Земли. Этот процесс ускорялся во времени; более холодные и более плотные породы верхней мантии опускались вниз и попадали в зону с большим геотермическим градиентом. Начинали идти реакции восстановления, сопровождавшиеся выделением тепла. Плотность вещества уменьшалась, и оно перемещалось вверх. Следовательно, процесс гравитационной или химической конвекции ускорялся процессом тепловой конвекции. Процесс тепловой конвекции в конце концов ускорял также дифференциацию на оболочку.

Если выделение ядра Земли происходило в течение первого-второго миллиардов лет его эволюции, то именно за это время в ядро выделились изначально существующее в металлическом виде никелистое железо и его сплав с кремнием, образовавшийся в результате процессов восстановления. При этом в состав ядра вошел и ряд других примесей: углерод, кислород, возможно, сера, но уже в подчиненных количествах. В результате этого процесса гравитационная дифференциация в глобальном масштабе закончилась и наступил следующий этап развития планеты — постгравитационный период.

Часто считают, что в создании поверхностного теплового потока участвовало в течение истории Земли от 0 до 500–1000 км оболочки и на его образование не могло быть израсходовано энергии более  $6 \cdot 10^{15}$  Дж/м<sup>2</sup>. При современном потоке 50 мВт/м<sup>2</sup> за время жизни Земли должно израсходоваться  $7 \cdot 10^{15}$  Дж/м<sup>2</sup>. Отсюда следует, что имеющиеся источники не могли обеспечить тепловой поток в течение всей истории, так как в прошлом он был выше современного [Любимова, 1968]. Нужны механизмы подвода дополнительного тепла в зону оттока к поверхности или должно быть справедливо предположение о первичной обогащенности верхней мантии тепловыми источниками.

Рассмотрим первый вариант. В его пользу свидетельствуют опыты по плавлению хондритов [Виноградов, 1959]. Относительные количества вещества среднего и основного состава, которые можно получить из хондрита, оставляя дунит, дают основания полагать, что под континентами до дунитового состава (если, конечно, первичная мантия была хондритовой) доведено около 400 км мантии. К близкому результату приводит анализ пиролитовой мантии. В то же время по некоторым элементам, в частности по урану и тории, должны быть обеднены значительно большие интервалы мантии (до 1200–1400 км).



Р и с. 22. Сравнение энергии тепловыделения за счет радиоактивного распада (1) и гравитационной дифференциации (2) [Геофизика океана, 1979]

Можно представить такой ход перемещения источников тепла. К начальной температуре 1500–2000°С через 2–2,5 млрд лет (к моменту массового формирования континентальной коры) прибавилось 1000–1500°С за счет радиоактивного распада, что привело к расплавлению значительной части мантии ( $T \sim 3000^\circ\text{C}$ ). С появлением расплава вязкость вещества резко упала [Жарков, 1978] и началось быстрое погружение плотных включений. Такая гравитационная дифференциация — сама по себе мощный источник тепла; оценки возможного нагревания дают тысячи градусов [Витязев, 1973]. Интервал расплавления резко увеличился. Основной перепад плотностей, вероятно, был между силикатными и железными частицами, поэтому последние относительно быстро отделились от силикатов, образовав железное ядро. Большая часть объема планеты была при этом расплавлена. Конвективные течения в массе-жидкости достигли огромных скоростей, тепло быстро выносилось к поверхности, и в сравнительно короткий срок большая часть мантии вновь пришла в твердое состояние при температуре, близкой к точке плавления.

Реальность описанного процесса косвенно подтверждается тем, что ядро планеты скорее всего железное [Жарков, Калинин, 1968; Birch, 1965a], а количество железа в нем не меньше, чем должно быть в протопланетном облаке, т.е. образование ядра не закончено [Геофизика океана, 1979]. Сравнение вклада гравитационной дифференциации и радиоактивной генерации тепла дано на рис. 22.

Опираясь на данные о температурах плавления и тепловых свойствах мантии [Жарков, 1978; Любимова, 1968; и др.] и о продолжающемся тепловыделении, получим современные температуры верхней мантии под континентами: 50 км — 400, 100 км — 650, 200 км — 1100, 300 км — 1550, 400 км — 2000, 500 км — 2200°С.

В другом варианте тепловой истории Земли значительная часть мантии — верхняя и средняя — обогащена радиоактивными элементами и

легкоплавкими составляющими. Дифференциация обедняет верхние этажи, источники тепла в них резко сокращаются. Но новообразованные породы, имеющие явно мантийное происхождение, в такой же степени содержат U, Th и K, как и возникшие прежде, когда из мантии только начала образовываться ("выплавляться") земная кора. Это несоответствие и ряд других признаков (в частности, кислотность лав разной глубинности) позволяют предполагать, что средняя мантия еще не прошла дифференциации, содержит больше кремнекислоты и других, не характерных для ультрабазитов соединений (Хайн, 1973, 1974; Ringwood, 1979).

Можно предполагать, что вся включаемая в анализ часть мантии была хондритовой или пиролитовой до дифференциации (примерно 2 млрд. лет назад) и содержала все источники радиоактивности, находящиеся сейчас в коре, а затем изменила состав на дунитовый в интервале от границы Мохо до 400 км и сохранила первичный состав в более глубокой части.

Задавшись начальным распределением температуры по радиусу Земли, можно проанализировать его эволюцию до настоящего времени и одновременно рассмотреть влияние теплогенерации на температуру. В результате получим следующее распределение температур: 100 км — 1300; 200 км — 2000; 300 км — 2800; 400 км — 3600°С. Оно явно предполагает плавление, не учтенное при постановке задачи. Рассматриваемый вариант сводится к тепловому полю пиролитовой мантии. Тогда температуры можно вычислить исходя из следующих соображений. В период конвективного теплопереноса температуры в мантии близки к температурам плавления. Охлаждение этого слоя при продолжающемся тепловыделении на уровне пиролита приведет к градиенту 8°С/км, т.е. на глубине 160 км (кровля астеносферы в неактивных районах) при температуре 400–500°С на границе Мохо будет около 1400°С. Это значение хорошо согласуется с принятым физическим механизмом образования астеносферы. Температура плавления "сухого" пиролита на глубине 160 км — 1500–1700°С [Stacey, 1977; Ringwood, 1979], интервал плавления эклогита — 1550–1650°С [Лутц, 1974]. Присутствие минимального количества воды, появление которой на этих глубинах вероятно [Лутц, 1974; Кадик и др., 1982], понижает температуру плавления примерно на 200°С, т.е. до 1400°С.

Ниже в астеносфере и под ней, температура увеличивается, вероятно, в соответствии с градиентом температуры плавления на 2–3°С на км [Ringwood, 1979; Stacey, 1977], т.е. достигает на подошве верхней мантии около 2000°С.

Последняя оценка температуры представляется верхним пределом и будет обсуждена ниже. Другие варианты разреза несущественно отличаются от нее на глубинах до 100 км. В остальной части верхней мантии температура, как было показано, вычисляется с существенными расхождениями в зависимости от принятой точки зрения на строение и историю развития земной коры. Предпочсть какую-либо из них трудно; скорее всего, температуры в зависимости от местных условий могут изменяться в довольно широких пределах.

## Численная схема термической эволюционной модели Земли с учетом конвекции

Неоднородная модель позволяет пойти по пути более детального учета нелинейных коэффициентов теплопроводности и теплоемкости в неоднородной среде, эффектов плавления и конвекции. Ниже излагается новый алгоритм численной модели тепловой истории сферической симметричной Земли. Конвекция параметризуется с помощью числа Нуссельта, определяемого как отношение всего передаваемого тепла (через конвекцию и проводимость) к величине тепла, передаваемого теплопроводностью.

Выбранный вычислительный метод решения, основанный на работах А.А. Самарского [1977], дал возможность написать программу численных расчетов, которая позволила провести исследования различных профилей начальных температур и вкладов различных видов энергии (распада радиоактивных элементов, перераспределяющейся по радиусу и во времени различными способами, энергии гравитационной дифференциации и химической энергии).

Задача формулируется как уравнение теплопроводности, содержащее коэффициент Нуссельта Nu с соответствующими начальными и граничными условиями [Lubimova, Parphenuk, 1981; Парфенюк, 1981]:

$$\rho(r)c(r, T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \text{Nu} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + \mathcal{H}(r, t), \quad (42)$$

где  $\rho$  — плотность;  $c(r, t)$  — теплоемкость;  $R$  — современный радиус Земли;  $\mathcal{H}(r, t)$  — скорость генерации тепла в единице объема; Nu — безразмерное число Нуссельта:

$$\text{Nu} = \begin{cases} (\text{Ra}/\text{Ra}_c)^{1/3} & \text{при } \text{Ra} \geq 10^5, \text{ Ra} > \text{Ra}_c; \\ 1 & \text{при } \text{Ra} < \text{Ra}_c, \end{cases} \quad (43)$$

причем число Рэлея равно

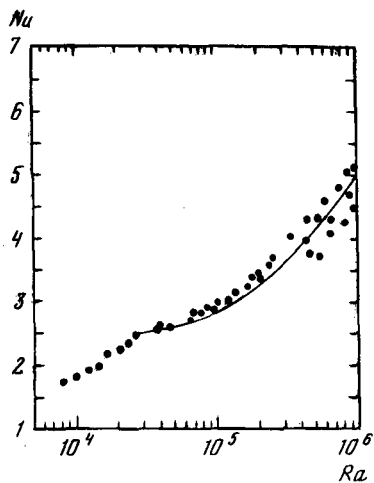
$$\text{Ra} = \frac{\gamma g d^3 \Delta T}{\kappa \nu},$$

где  $\gamma$  — коэффициент теплового расширения;  $g = 10^3 \text{ см/с}^2$  — ускорение силы тяжести;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $d$  — толщина конвектирующего района;  $\kappa = \lambda/\rho c$  — коэффициент температуропроводности. Экспериментальное соотношение между Ra и Nu показано на рис. 23. Разность температур на границах потенциально неустойчивой области обозначается  $\Delta T$ , градиент температуры обозначается через  $\nabla T$ , адиабатический градиент температуры — через  $\nabla T_{ad}$ . В химически однородной среде тепловая конвекция возникает при градиентах температуры, превышающих адиабатический градиент [Жарков, Трубицын, 1980]. Исходя из этого, можно определить размер конвективно неустойчивой области.

За начальную температуру принимается величина

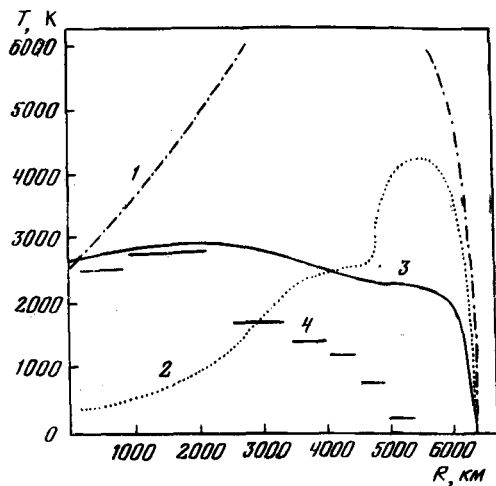
$$T(r, 0) = T_0(r),$$

которая является функцией радиуса (варианты ее даны на рис. 24). По-



Р и с. 23. Экспериментальное соотношение между числами Рэля  $Ra$  и Нуссельта  $Nu$  [De La Cruz, 1978]

Точки обозначают экспериментальные значения; линия является теоретической кривой



Р и с. 24. Варианты первоначального распределения температуры

1 – модель быстрой аккреции и сегрегации земного ядра (по [Sharpe, Peltier, 1979]); 2 – температура, определяемая энергией ударов [Kaula, 1979a,b]; 3 – температура по расчету авторов; 4 – начальная температура, определяемая вкладом химической энергии по реакциям окисления–восстановления [Кусков, Хитаров, 1982]

граничным условием обычно считается постоянство температуры на поверхности:

$$T(R, t) = 273 \text{ К.}$$

Предполагалось, что коэффициент теплопроводности имеет две составляющие (решеточную и радиационную) и определяется [Любимова, 1968] как

$$\lambda(T) = \frac{A_1}{T} + \frac{16}{3} \frac{n^2 \sigma T^3}{\epsilon},$$

где  $\epsilon = 10-100 \text{ см}^{-1}$  – коэффициент оптической непрозрачности;  $\sigma = 5,6696 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К}^4$  – постоянная Стефана–Больцмана.

Постоянная  $A_1$  определяется из условия  $\lambda(T_0) = 4,2 \cdot 10^5 \text{ эрг/см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}$  (табл. 9).

Для учета скрытой теплоты плавления использовалось увеличение теплоемкости в зоне плавления:

$$C = \begin{cases} C_p + LA/\Delta T & \text{– в зоне плавления,} \\ C_p & \text{– в остальной области,} \end{cases}$$

причем  $\Delta T = 200 \text{ К}$  – интервал плавления;  $LA = 4 \cdot 10^9 \text{ эрг/г}$  – скрытая теплота плавления силикатов;  $C_p = 1,2 \cdot 10^7 \text{ эрг/г} \cdot \text{К}$  – удельная теплоемкость.

Конвективный перенос тепла учитывается с помощью увеличения коэффициента теплопроводности. Следует отметить, что это увеличение (ум-

Т а б л и ц а 9  
П а р а м е т р ы т е п л о п е р е н о с а

Наименование	Величина
Теплопроводность, эрг/см·с·К	$4,2 \cdot 10^5$
Удельная теплоемкость, эрг/г·К	$1,3 \cdot 10^7$
Критическое число Рэля $Ra_c$	1700
Число Нуссельта $Nu$	2 – 22
Теплота плавления силикатов, эрг/К	$4 \cdot 10^9$

ножение на число Нуссельта) изменяется с течением времени, так как число Рэля зависит от температуры и ширины конвектирующей области, которая, в свою очередь, зависит от температуры. Таким образом, изменяются не только расположение и размеры зон конвекции и расплава, но и величина коэффициента теплопроводности, входящего в уравнение (42), т.е. возникают дополнительные нелинейности, ухудшающие сходимость численного решения, поэтому требуется тщательный анализ параметров и формул сглаживания, а также выбора разностных аналогов коэффициентов уравнения.

Проводя последовательно замены переменных  $r' = r/R$ ,  $t' = t/t_0$ ,  $r'' = 1 + \alpha - x^2$ , предложенные С.В. Маевой, где  $\alpha$  – некоторое малое число, и давая новые обозначения  $t$ ,  $\rho$ ,  $c$ ,  $k$ , а также полагая  $u(x, t) = T(r, t)$ , получим уравнение (42) в виде

$$\begin{cases} c\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{A}{4x(1-x^2+\alpha)^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{(1-x^2+\alpha)^2}{x} Nu k \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + f(x, t); \\ u(\sqrt{\alpha}, t) = T_0; \\ \frac{k}{2Rx} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=\sqrt{1+\alpha}} = 0; \\ u(x, 0) = \varphi(x), \end{cases} \quad (44)$$

где  $f(x, t) = \mathcal{H}(r, t)t_0$ ;  $A = t_0/R^2$ ,  $0 < t < 1$ ;

$$\sqrt{\alpha} < x < \sqrt{1+\alpha}; \varphi(x) = f_0(r).$$

Задача (44) решалась конечно-разностными методами, развитыми в работах А.А. Самарского. На основе этих методов написана абсолютно устойчивая неявная разностная схема сквозного счета с погрешностью аппроксимации  $O(\tau + h^2)$ :

$$\begin{cases} \rho(x_i) c(y_i^{j+1}) \frac{y_i^{j+1} - y_i^j}{\tau} = \frac{A}{4x_i(1-x_i^2+\alpha)^2 h^2} \times \\ \times [a_{i+1}(y_{i+1}^{j+1})(y_{i+1}^{j+1} - y_i^{j+1}) - a_i(y_i^{j+1})(y_i^{j+1} - y_{i-1}^{j+1})] + f_i; \\ y_0 = T_0; \\ y_N = y_{N-1}; \\ y(x_i, 0) = \varphi(x_i). \end{cases} \quad (45)$$

Здесь  $i$  – номер шага по  $x$ ;  $j$  – номер шага по  $t$ ;

$$a_i(y_i^{j+1}) = \frac{(1+\alpha-x_{i-1/2})^2}{2x_{i-1/2}} [Nu_i k(y_i^{j+1}) + Nu_{i-1} k(y_{i-1}^{j+1})] \quad (46)$$

– аппроксимация нелинейного коэффициента теплопроводности. Она выбиралась таким образом, чтобы практически получить лучшие результаты сходимости. Преимущество схемы сквозного счета состоит в том, что она не выделяет точек разрыва коэффициентов, их не надо искусственно помещать в узлы сетки, т.е. сетка может быть выбрана произвольным образом. В точках разрыва вид коэффициентов не меняется.

Относительно  $y_i^{j+1}$  получаем неявную разностную схему, которая решается методом итераций. При каждой итерации используется так называемый метод прогонки, для которого в данном случае выполнены все условия устойчивости. Счет ведется, пока максимум модуля разности между двумя последовательными итерациями не станет меньше некоторого, наперед заданного числа.

Алгоритм основной части программы после ввода исходных данных и описания вспомогательных процедур показан на рис. 25.

Здесь  $T$  – температура;  $TM$  – температура плавления;  $T_0$  – начальная температура;  $Y(S)$ ,  $Y(S+1)$  – температура в процессе итераций;  $\nabla T$  – градиент температуры;  $\nabla T_{ad}$  – адиабатический градиент температуры;  $L$  – число точек сетки, в которых  $T \geq TM$ ;  $CP$  – коэффициент теплоемкости,  $Ra$  – число Рэлея;  $RaC$  – критическое число Рэлея;  $Nu$  – число Нуссельта;  $DM$  – размер зона плавления;  $DC$  – размер области, неустойчивой по отношению к конвекции.

Кратко процесс вычислений можно описать следующим образом. Для начала итерационного счета полагаем  $Y(S)$  равной начальной температуре, затем определяем размер области  $DC$ , неустойчивой по отношению к конвекции:  $T \geq TM$ ,  $\nabla T \geq \nabla T_{ad}$ . Вне этой области  $DC$  ведется счет обычного уравнения теплопроводности. Вычисляем число Рэлея, сравниваем его с критическим и определяем значение эффективного коэффициента теплопроводности (умножением обычного коэффициента теплопроводности на число Нуссельта). По формулам прогонки вычисляем значения  $Y(S+1)$ , сравниваем их с  $Y(S)$ . Если заданная точность вычислений  $\epsilon$  достигается, то получаем значение температуры для данного момента времени, если не достигается, то повторяем вычисления для температур  $Y(S+1)$ , восстанавливая исходные параметры задачи.

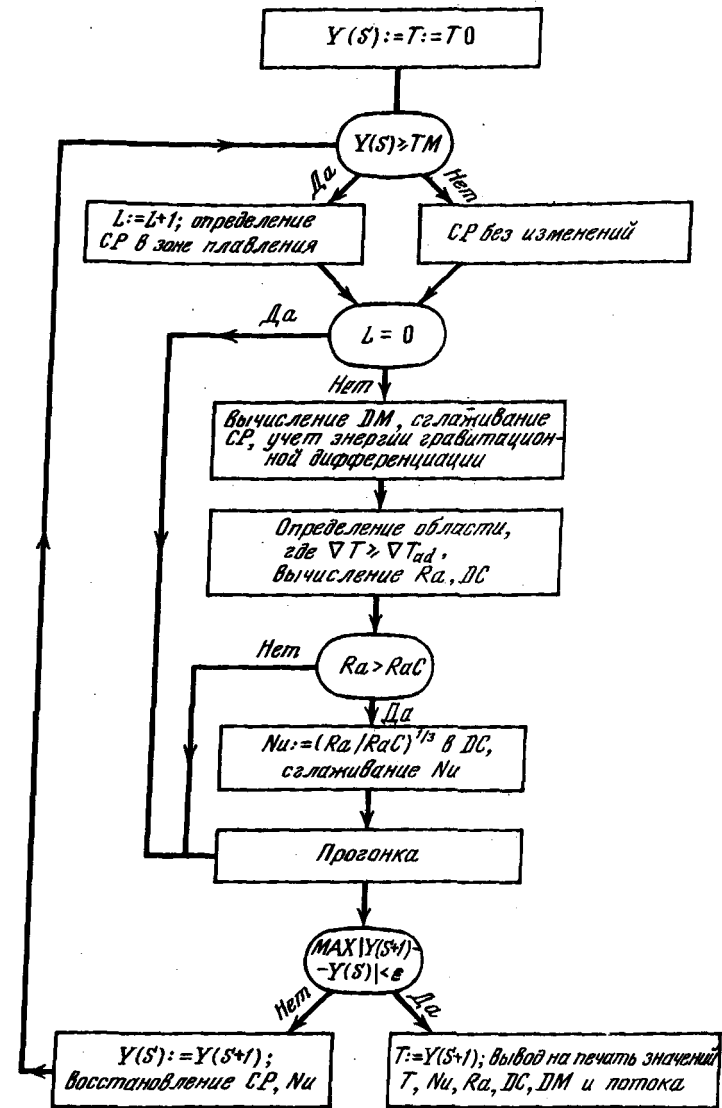
Коэффициенты теплопроводности и теплоемкости на границах раздела сглаживались специальным образом. Радиусы точек разрыва и температуры в них определялись линейной интерполяцией. Сглаживание производилось на интервале температур 200 К. Параметры модели даны в табл. 10.

Были проведены расчеты как с равномерно распределенными источниками, так и с учетом их непрерывного перераспределения по радиусу во времени, которое задавалось как функция вида [Lubimova, 1967]:

$$\mathcal{H}(r, t) = f(r, t) \mathcal{H}_1(r, t), \quad (47)$$

где

$$f(r, t) = 1 - \frac{t}{T} \left( 1 - \frac{4}{3} \frac{r}{R} \right).$$



Р и с. 25. Блок-схема основной части программы расчетов тепловой эволюционной модели Земли

Пояснения см. в тексте

$\mathcal{H}_1(r, t)$  определяет функцию экспоненциального убывания радиоактивных источников во времени, т.е.

$$\mathcal{H}_1(r, t) = \rho \sum_{i=1}^4 \mathcal{H}_{0i}(r, 0) \exp(-\lambda_i t),$$

где  $i = 1, 2, 3, 4$  – номер, соответствующий радиоактивным изотопам  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $K^{40}$ ;  $\lambda_i$  – постоянная распада  $i$ -го изотопа;  $\mathcal{H}_{0i}$  –

Таблица 10

## Параметры теоретической модели

Наименование	Величина
Температура поверхности, К	273
Возраст Земли после окончания аккреции, млрд. лет	4,5
Длительность периода сегрегации ядра, млрд. лет	0,01; 1; 2; 4,5
Содержание радиоактивных изотопов в смеси, %	
$U^{235}$	0,72
$U^{238}$	99,28
$Th^{232}$	100
$K^{40}$	0,0119
Средняя вязкость мантии, $cm^2/c$	$10^{20} - 10^{22}$

Таблица 11

## Характеристики изотопов радиоактивных элементов в модели Вассербурга ("земная смесь")

Изотоп	Концентрация в современный момент, $10^{-8}$ г/г	Постоянная распада, $10^{-17}$ с $^{-1}$	Первоначальная генерация тепла, $10^{-7}$ эрг/г·с
$U^{238}$	2,239	0,4889	3,095
$U^{235}$	0,0162	3,083	0,133
$Th^{232}$	8,344	0,1584	3,246
$K^{40}$	2,68	1,746	1,173

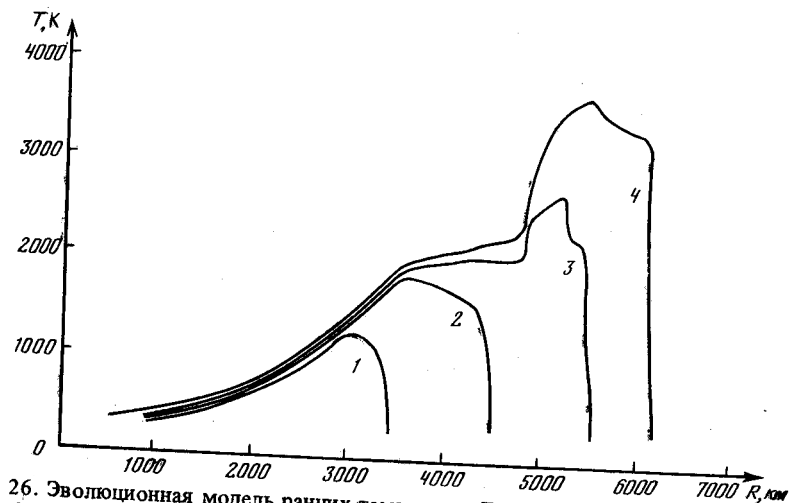
генерация тепла  $i$ -м радиоактивным изотопом  $4,5 \cdot 10^9$  лет назад;  $\rho$  — средняя плотность Земли;  $l$  — время, в течение которого происходило перераспределение. При расчетах принималась концентрация радиоактивных элементов, соответствующая так называемой земной смеси Вассербурга [Wasserburg et al., 1964; Kaula, 1979a] (табл. 11).

На рис. 26 приведены кривые изменения начальной температуры, в которой учтен эффект ударов на разных стадиях роста Земли [Kaula, 1979a, b].

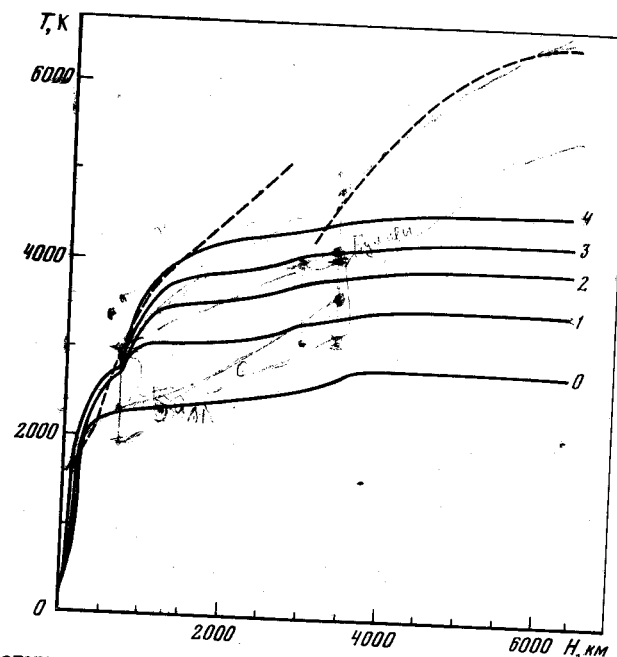
На рис. 27 показано изменение геотермы начального распределения температуры, обусловленного ударами протопланетных тел о Землю на завершающей стадии роста с учетом эффекта адиабатического сжатия и химических реакций окисления — восстановления.

Наши расчеты показали, что без учета миграции радиоактивных элементов их равномерное распределение по радиусу приводит к довольно низкому значению современного теплового потока ( $20-37$  мВт/м $^2$ ). Модель непрерывной во времени миграции радиоактивных изотопов к поверхности обеспечивает повышение расчетного значения современного теплового потока на величину до  $63$  мВт/м $^2$  и приводит его в соответствие с наблюдаемым.

Температуры в различных слоях для разных моментов эволюции Земли в модели с обогащением поверхностных слоев при обеднении мантий ра-



Р и с. 26. Эволюционная модель ранних температур  $T_0(r, R)$  для разных этапов роста Земли [Kaula, 1979a, b]  
Кривые 1–4 отвечают этапам роста соответственно до радиуса  $R = 3400, 4500, 5500, 6400$  км



Р и с. 27. Геотермы для эволюционной модели (см. рис. 24, кривая 3), рассчитанные на основе алгоритма, приведенного на рис. 25  
Последовательные во времени геотермы для моментов: 0 — начала; 1 —  $1 \cdot 10^9$  лет; 2 —  $2 \cdot 10^9$  лет; 3 —  $3 \cdot 10^9$  лет; 4 —  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Штриховые линии соответствуют кривым плавления для мантии [Uffen, 1952] и для ядра [Жарков, 1959]

Таблица 12  
Распределение температур (К) по глубине для различных моментов времени в модели с миграцией радиоактивных элементов

Глубина, км	Время, лет				
	0	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^9$
	1	2	3	4	5
0	273	273	273	273	273
2	313	283	283	282	279
5	336	300	302	298	291
10	369	327	330	321	307
20	454	411	422	396	360
40	590	555	558	524	447
60	784	783	880	729	587
90	1015	1098	1350	1021	804
120	1252	1432	1731	1354	1123
160	1563	1694	1824	1664	1513
200	1893	1855	1895	1858	1833
250	1974	1898	1961	1940	1938
300	2046	1952	2021	2011	2007
360	2126	2000	2087	2077	2075
420	2198	2101	2243	2248	2232
490	2210	2318	2270	2561	2532
600	2225	2694	2470	2591	2557
720	2240	2868	2790	3019	2990
810	2250	2927	3060	3181	3235
900	2260	2958	3213	3325	3420
1000	2270	2974	3306	3451	3560
1100	2280	2982	3361	3543	3662
1210	2290	2987	3386	3598	3734
1320	2300	2987	3390	3623	3780
1440	2320	2995	3382	3624	3801
1560	2340	2999	3367	3608	3801
1690	2350	3000	3350	3578	3781
1820	2350	3001	3330	3541	3747
1960	2360	3002	3308	3500	3703
2100	2380	3003	3290	3460	3663
2250	2400	3010	3274	3426	3631
2400	2420	3021	3270	3420	3643
2560	2450	3042	3298	3468	3724
2720	2480	3104	3407	3625	3898
2887	2520	3298	3470	3920	4162
3060	2550	3317	3697	3952	4193
3240	2600	3328	3715	3972	4216
3420	2660	3342	3732	3993	4238
3600	2720	3354	3748	4013	4260
3800	2750	3368	3763	4032	4280
4000	2770	3382	3778	4050	4300
4200	2780	3395	3792	4067	4318
4400	2780	3410	3804	4083	4336
4620	2780	3422	3816	4097	4353
4840	2780	3433	3826	4110	4368

Таблица 12 (окончание)

1	2	3	4	5	6
5060	2780	3443	3834	4121	4382
5280	2770	3450	3844	4130	4393
5520	2760	3456	3851	4138	4403
5755	2750	3460	3857	4144	4410
6000	2740	3462	3860	4148	4415
6240	2730	3462	3862	4150	4418
6370	2730	3463	3862	4150	4418

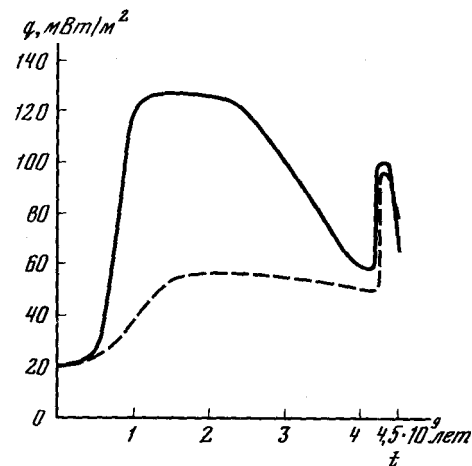
диоактивными элементами приведены в табл. 12. Число Нуссельта при этом расчете изменялось от 1 до 8 в различные моменты времени. Предполагалось, что миграция радиоактивных элементов происходила в течение первых  $2,25 \cdot 10^9$  лет.

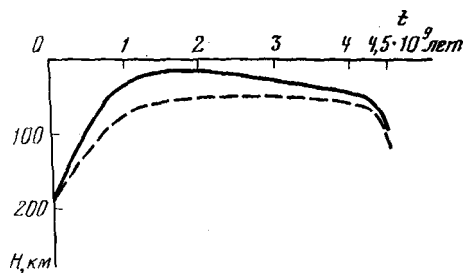
В рамках модели с параметризованной конвекцией были выполнены также расчеты с учетом дополнительно выделяющейся гравитационной энергии в зоне расплава. Влияние дополнительной интенсивной теплогенерации в зоне расплава на поверхностный тепловой поток можно проследить на рис. 28. При моделировании последнего этапа эволюции Земли предполагалась повышенная проницаемость литосферы, которая вводилась как увеличение эффективного коэффициента теплопроводности в 3 раза. Из такого представления о раздробленном состоянии литосферы Земли вытекает, что вынос тепла к поверхности на этом этапе резко возрастает, что и представлено в виде временного максимума теплового потока  $q = 108 \text{ мВт/м}^2$  (рис. 28). К настоящему моменту времени ( $4,5 \cdot 10^9$  лет) тепловой поток тем не менее снова падает, достигая  $70-83 \text{ мВт/м}^2$ , что совпадает с данными наблюдений. Из-за резкого возрастания оттока энергии через проницаемую литосферу температура недр уменьшается на  $100-150 \text{ К}$ .

На рис. 29 приведено изменение верхней границы зоны конвекции,

Рис. 28. Изменение теплового потока  $q$  с течением времени  $t$  для эволюционной модели (см. рис. 27) с учетом дополнительно выделяющейся энергии  $K_D$  в зоне расплава

Сплошная кривая соответствует  $K_D = 4K_R$ , штриховая —  $K_D = K_R$ , где  $K_R$  — первоначальная генерация тепла радиоактивными элементами. Появление второго максимума связано с предположением о высокой проницаемости литосферы, облегчающей отдачу тепла в пространство

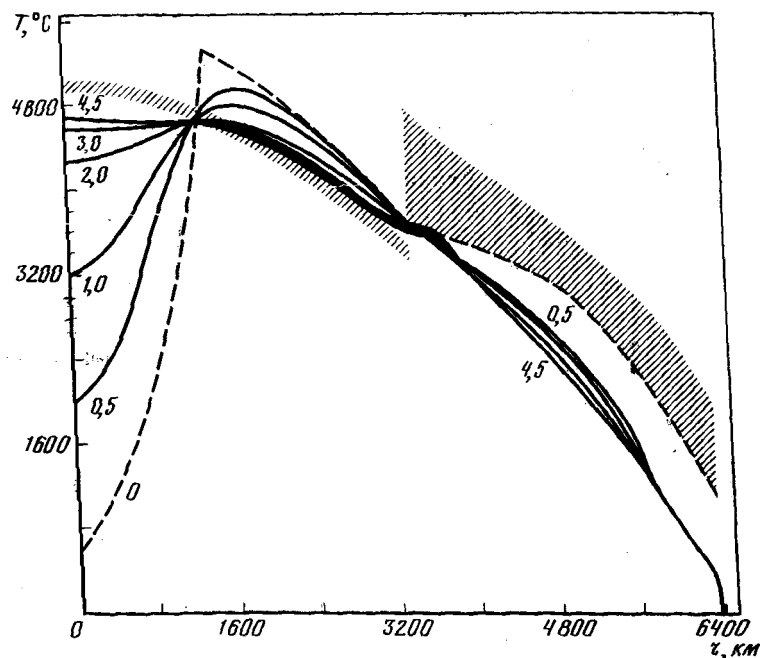




Р и с. 29. Изменение глубины  $H$  верхней границы зоны конвекции с течением времени  $t$ .  
Условные обозначения см. на рис. 28

которое соответствует тепловым потокам, показанным на рис. 28. Согласно начальным условиям зона расплава возникает на глубине 200 км. В течение первого миллиарда лет мантийная конвекция проникает до глубины 10–15 км, толщина твердой литосферы сокращается соответственно с 200 до 10–15 км. Далее граница между литосферой и астеносферой стабилизируется. Повышенная проницаемость литосферы приводит к сильному остыванию поверхностных слоев.

Нужно отметить, что в моделях только с радиоактивными источниками тепла проявляется цикличность конвективного процесса. В случае учета дополнительного тепловыделения формируется протяженный слой расплава, который слабо меняется со временем.



Р и с. 30. Распределение температуры  $T$  вдоль радиуса Земли  $r$  в различные моменты времени по модели термической истории Шарпа и Пельтье [Sharpe, Peltier, 1979]. Заштрихованы зоны солидуса. Цифрами показаны моменты времени ( $10^9$  лет). Предполагалась мгновенная генерация тепла в процессе сегрегации ядра, быстрое расплавление Земли и отсутствие источников тепла

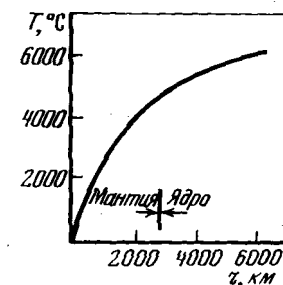
Для сопоставления с нашим расчетом фоновых геотерм приводим расчет эволюционной модели Шарпа и Пельтье [Sharpe, Peltier, 1979] (рис. 30), которые исходили из априорного предположения, что начально весь объем Земли конвектировал под влиянием огромной первоначальной температуры, получившейся под действием мгновенной сегрегации ядра. Они фактически пренебрегли действием внутренних источников тепла. Мы избежали этих априорных предположений и построили эволюционную модель для расчета фоновых геотерм на основе действия радиогенной генерации тепла и энергии гравитационной дифференциации, а также детального изменения фонового теплового потока со временем. При этом были использованы новейшие данные ударной финальной стадии роста Земли, соотношения между безразмерными числами Рэлея и Нуссельта, определяющими конвективный теплоперенос, и новые вычислительные методы со сглаживающей процедурой в местах соприкосновения разных фаз и разрыва коэффициентов.

Главным выводом этой главы для дальнейшего рассмотрения является вывод о медленном вековом изменении фонового теплового потока и фоновых геотерм.

#### Определение фоновых геотерм по геофизическим реперам

Независимым подходом к определению фоновой геотермы является использование данных о поведении физических свойств вещества в области высоких давлений и температур. Впервые такой подход был предложен В.А. Магницким [Magnitsky, 1971] на основе использования данных

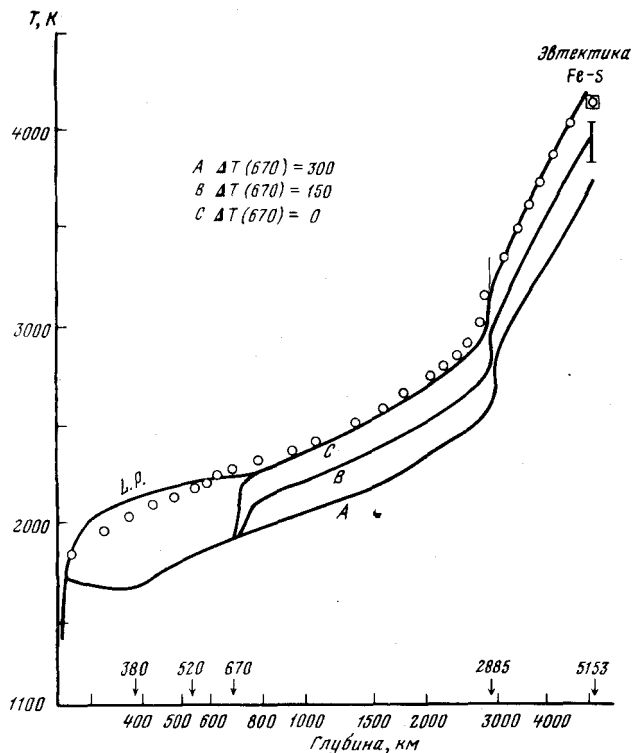
Р и с. 31. Фоновая геотерма по физическим реперам [Magnitsky, 1971; Жарков, 1978]



о поведении скоростей сейсмических волн. Он определил значения геотермического градиента на разных глубинах и показал, что наклон геотермического градиента должен постоянно уменьшаться по мере углубления в недра мантии (рис. 31).

Многочисленные работы О. Андерсона [Anderson, 1979; и др.] по уточнению параметра Грюнайзена для твердой Земли привели его к косвенной оценке фоновой геотермы на основе одной из последних моделей распределения скоростей сейсмических волн Дзевонского с соавторами [Dziewonski et al., 1975]. Сейсмическая модель Дзевонского дает тонкую структуру переходных слоев и неоднородностей строения земной мантии.

Геотермы О. Андерсона [Anderson, 1979]  $A, B, C$  для разных  $\Delta T$  показаны на рис. 32. Их особенностью является вогнутость в отличие от



Р и с. 32. Варианты фоновых геотерм по данным о распределении сейсмических скоростей и плотности [Anderson, 1979]. Геотерма L.P. — из [Lubimova, Parphenuk, 1981], кружки — плавление по [Stacey, 1977]

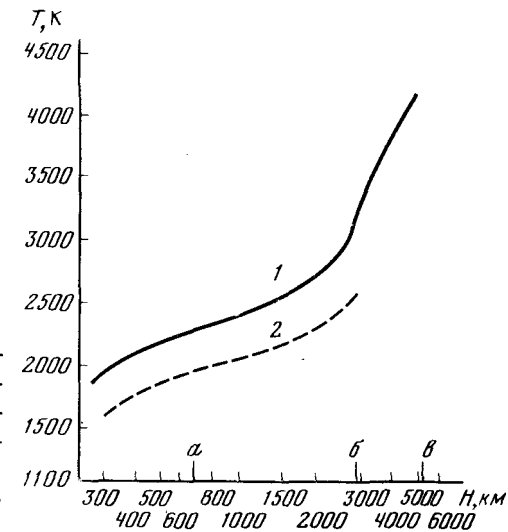
кривых, полученных геотермическим методом. Области отрицательного градиента  $\Delta T$  на глубинах 670 и 360 км могут быть обоснованы с большой натяжкой. В целом по данным, полученным на основе метода реперных геотерм, нижняя мантия должна быть менее прогрета, чем это следовало из данных, полученных геотермическим методом. Другими словами, предполагаемое количество источников тепла в нижней мантии должно быть уменьшено.

### Термодинамическая модель Земли

Термодинамическая модель Земли и модель температуры плавления в недрах Земли построены Стейси [Stacey, 1977] (рис. 33). В этих моделях была использована полуэмпирическая теория плавления Линдемана и современные данные об изменении параметра Грюнайзена, на основе которых устанавливается соответствие между профилем температуры и профилем плотности в мантии Земли. Параметр Грюнайзена определяется по данным о распределении сейсмических скоростей, скоррелированном с глубинами фазовых переходов в мантии Земли. Один из таких переходов отмечается на глубине 380 км при температуре  $1400^\circ\text{C}$  [Anderson, 1980].

Р и с. 33. Модель температуры плавления  $T$  литосферы, мантии и ядра Земли (1), рассчитанная по параметру Грюнайзена и соотношению Линдемана [Stacey, 1977] в сравнении с минимальным вариантом температурной кривой (2), согласующейся с данными о фазовых переходах [Kaula, 1980]

Границы: *a* — оливин-шпинелевого перехода, *b* — внешнего ядра, *в* — внутреннего ядра



Следующая фиксируемая точка температуры относится к глубине скачка скоростей сейсмических волн по модели *PEM* Дзевонского и др. [Dziewonski et al., 1975] — 670 км. Температура здесь оценивается величиной  $1640^\circ\text{C}$ , теплота фазового перехода — 30–60 ккал/моль.

При этом методе расчета температурный градиент в верхней мантии определяется на основе термодинамического уравнения, связывающего градиент температуры  $T$  по глубине  $z$  с изменением скорости  $v_s$  и плотности  $\rho$ :

$$\frac{dT}{dz} = \frac{v_s'}{\rho g} \left( \frac{v_s}{k} \right) \left( \frac{\partial v_s}{\partial T} \right)_p + \frac{1}{\rho g} \left( \frac{\partial T}{\partial \rho} \right) v_s \quad (48)$$

где  $k$  — коэффициент несжимаемости;  $p$  — давление;  $g$  — ускорение силы тяжести;

$$v_s' = \frac{\partial \ln v_s}{\partial \ln \rho} \quad (49)$$

причем  $v_s'$  определяется на основе экспериментального изучения поведения вещества при воздействии высокого давления.

Первый член справа обычно отрицателен, поскольку  $v_s$  обычно положительна, второй член справа положителен. Таким образом,  $dT/dz$  зависит от разности двух членов, но контролирующим параметром является величина  $v_s'$ . В зоне пониженных скоростей астеносферы величина  $v_s'$  меняет знак (на глубинах порядка 100 км), в то время как скорость изменения плотности положительна. Этот эффект приводит к уменьшению  $dT/dz$  с глубиной в этом районе, что было предсказано еще в 1968 г. [Любимова, 1968].

Главная часть термодинамической модели — это исходная модель состава или пиrolитовая модель. Предполагается, что верхняя мантия состоит из 45% оливина, 43% ортопироксена и 12% гарнета.

Трудноопределяемой в лабораторных условиях величиной является величина  $\frac{\partial v_s}{\partial T}$ . Ее значения для главных породообразующих минералов

составляют: для оливина —  $4,4 \cdot 10^{-4}$ , для ортопироксена —  $6,3 \cdot 10^{-4}$  и для гарнета —  $3,4 \cdot 10^{-4}$  км/с.°С.

Принципиально важное значение для данного метода имеет величина параметра Грюнайзена  $\gamma$ . Его значения являются определяющими для оценки температуры в нижней мантии на основе термодинамического метода. Этот параметр крайне слабо изменяется с глубиной, но эти изменения принципиальны. Поэтому теория определения параметра Грюнайзена для недр Земли является достаточно тонкой. В нижней мантии справедливо соотношение

$$\gamma = 68,08\rho^{-1/2}.$$

В этом случае значение  $\gamma$  находится в пределах от 1,03 до 0,914.

В области внешнего ядра Земли, в так называемом слое "Е" средняя величина  $\bar{\gamma}_я$ , если ядро состоит из чистого железа, должна быть равна  $\bar{\gamma}_я = 1,664$ . На границе между ядром и мантией  $\bar{\gamma}_я = 1,3$ . На самом деле ядро Земли не состоит из чистого железа. Имеется примесь, состав которой не вполне определен. Если считать, что примесью является сера, то температура на границе внешнего и внутреннего ядра (5100 км глубины) должна составить 4213 К [Stacey, 1977] или 3750–4050 К [Anderson, 1979]. Таким образом, термодинамический подход связан с не меньшим количеством дополнительных гипотез, чем геотермический метод. Одна из них, наиболее важная, состоит в постулировании химического состава.

#### Глава IV

### ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГЛОБАЛЬНЫХ АНОМАЛИЙ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

Как было видно из рассмотрения схемы термической истории Земли и эволюционных конвектирующих геотермических моделей, фоновое тепловое поле очень медленно меняется с течением планетарного времени даже при наличии интенсивной конвекции в верхней мантии, если учесть существование плохо проводящей литосферы толщиной 50–100 км, где доминирующая роль принадлежит решеточной и лучистой составляющей теплопроводности. Как видно из теории, величина фонового теплового потока, по-видимому, не превышала 300 мкВт/м<sup>2</sup> после формирования всей массы планеты.

#### Усреднение измеренных значений теплового потока

К настоящему времени зарегистрировано более 10 тыс. значений теплового потока [Charman, Pollack, 1975; Pollack, Charman, 1977]. Данные о тепловом потоке распределены неравномерно. Всеобщее внимание привлекают особенности аномальных проявлений термической активности недр, зафиксированных вблизи срединно-океанических хребтов и островных дуг. Поэтому наибольшее число измерений теплового пото-

ка сконцентрировано вдоль этих линейных структур, особенно срединно-океанических хребтов, опоясывающих земной шар от Северного до Южного полюса.

Измерения теплового потока отсутствуют на значительных площадях некоторых континентов и в высокоширотных районах Мирового океана, но, используя статистические методы, можно построить карту глобального распределения теплового потока, не прибегая к подстановке гипотетических величин в неисследованных областях. Е.И. Суетнова и Е.А. Любимова [1981] собрали более 7000 данных измерений теплового потока, причем существенную долю (более 2000) составляют новые измерения по территории СССР. Усреднение собранных данных по пятиградусной сетке дало свыше 1000 осредненных величин, на основании которых и проводились вычисления средних потоков.

Для того чтобы получить статистические оценки коэффициентов в представлении теплового потока сферическими гармоническими функциями при неравномерной изученности поверхности Земли, должна быть решена система уравнений

$$q_i = \sum_{\substack{n=0 \\ m=0}}^{n=N} (a_n^m \cos \theta_i + b_n^m \sin \theta_i) P_n(\cos \varphi_i), \quad (50)$$

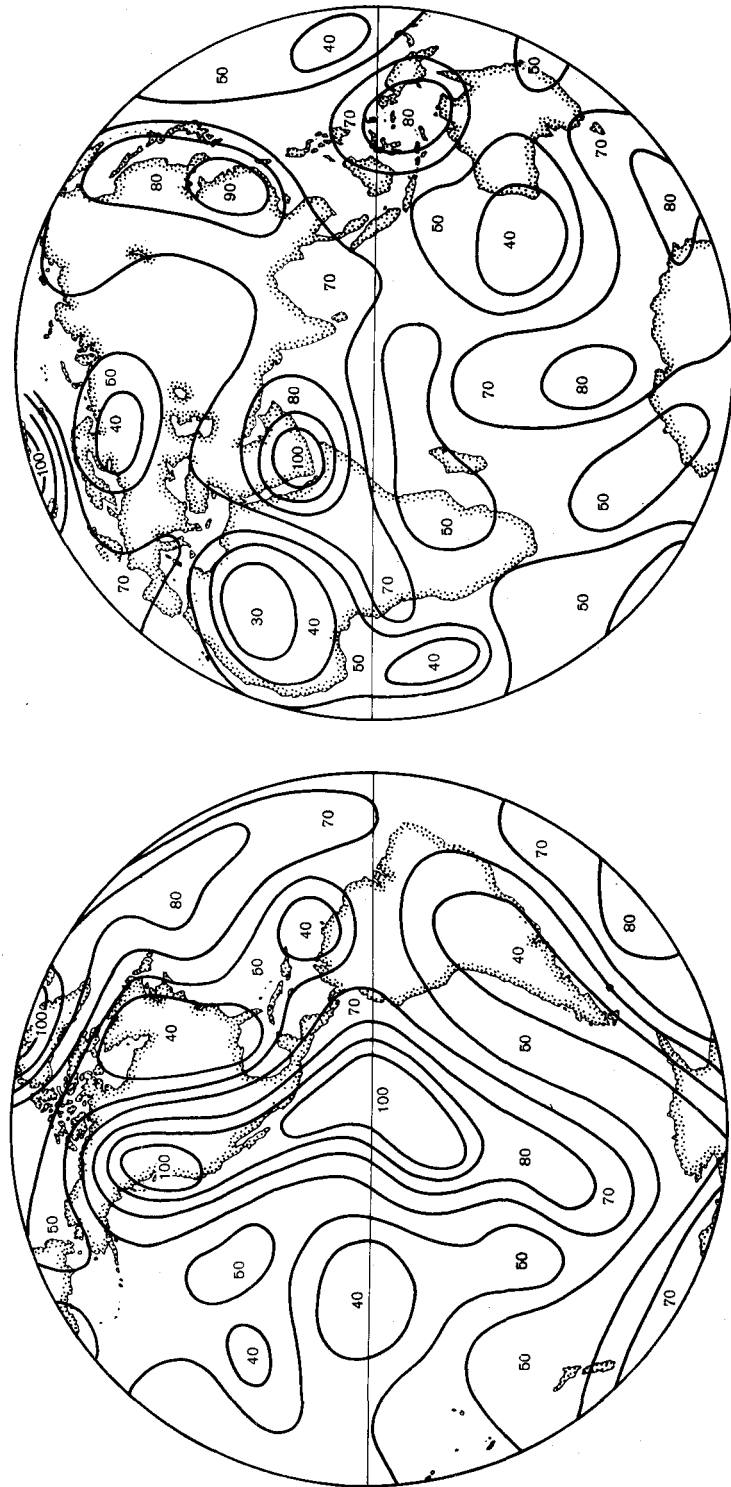
где  $i = 1, 2, \dots, N$  — число изученных секторов;  $q_i = q(\theta_i, \varphi_i)$  — средний тепловой поток в пятиградусном элементе;  $m$  — порядок аппроксимирующего полинома.

Методы решения этой системы были обсуждены в работе Е.И. Суетновой [1979]. Сферические гармонические коэффициенты были вычислены до 10-го порядка сферических гармоник включительно. Дальнейшее увеличение порядка сферических гармоник требует существенного увеличения числа наблюдений и более равномерного распределения их на поверхности сферы, так как при существующем количестве данных (осредненных) увеличение порядка гармоник повлечет за собой существенную потерю точности.

Для оценки мирового среднего теплового потока  $\bar{q}$  вычисления в 1975 г. дали 59, в 1977 г. — 63 и в 1981 г. — 76 мВт/м<sup>2</sup>. Общие тепловые потери Земли оцениваются как  $Q = 41,61 \cdot 10^{12} \pm 2,08 \cdot 10^{12}$  Вт.

Поле теплового потока в изолиниях, учитывающее гармоники до 10-го порядка включительно, представлено на рис. 34. Наиболее важным при таком представлении является хорошее проявление особенностей теплового поля, уже установленных наблюдениями: все главные океанические рифтовые системы, так же как окраинные бассейны западной части Тихого океана, Альпийская Европа и Кордильеры представлены высокими тепловыми потоками; области низких потоков включают все главные щиты и платформы, а также древнейшие области дна океанов.

Существенный вывод состоит в том, что расположение положительных и отрицательных аномалий теплового потока не зависит от расположения континентов и океанов. Это может быть рассмотрено как аргумент в пользу того, что тепловой поток имеет в основном глубинное происхождение и связан с верхней мантией. Положительные аномалии



Р и с. 34. Изолинии теплового потока (в мВт/м<sup>2</sup>) на поверхности земного шара, построенные на основе сферического гармонического анализа измеренных величин теплового потока до гармоник 10-го порядка включительно [Суетнова, Любимова, 1981]

теплового потока (области, где тепловой поток больше мировой средней величины) расположены в восточной части Тихого океана (Восточно-Тихоокеанское поднятие; 100 мВт/м<sup>2</sup>), в Калифорнии и Кордильерах (100 мВт/м<sup>2</sup>), в районе Восточной Африки и Красного моря (100 мВт/м<sup>2</sup>), в области Гренландии, Исландии и центральной части Северо-Атлантического хребта (80 мВт/м<sup>2</sup> – 100 мВт/м<sup>2</sup>), в центральной части Индийского океана (80 мВт/м<sup>2</sup>). Все главные океанические рифтовые системы отмечены положительными аномалиями теплового потока так же, как окраинные моря западной части Тихого океана и тектонически активные зоны континентов. Наблюдается также существенная локализация областей повышенных потоков в районах Исландии, Красного моря, Калифорнии, Тихоокеанского поднятия.

Отрицательные аномалии (области, где тепловой поток меньше мировой средней величины) наблюдаются в восточной части Северной Америки (Канадский щит; 40 мВт/м<sup>2</sup>), на севере Европы, в Европейской части территории СССР (40 мВт/м<sup>2</sup>), в срединных бассейнах Тихого, Атлантического и Индийского океанов (40 мВт/м<sup>2</sup>), на севере Африки (30 мВт/м<sup>2</sup>) и юге Южной Америки (40 мВт/м<sup>2</sup>). Отрицательные аномалии теплового потока связаны, как правило, со стабильными зонами, такими, как континентальные щиты и платформы, абиссальные бассейны.

Постоянно дискутируется вывод о равенстве (в пределах принятого статистического уровня значимости) средних тепловых потоков на континентах и дне океанов. Для объяснения этого равенства строились геохимические модели состава коры и верхней мантии под континентами и океанами, согласно которым вследствие различий химического состава мантия под океаном должна быть горячей, чем под континентами, а следовательно, и менее плотной. Это, однако, не подтверждается формой геоида.

В связи с использованием метода сферического гармонического анализа данных были пересмотрены оценки теплового потока из мантии под континентами и океанами.

Так же как при геотермической интерпретации геотраверзов, полученных по данным глубинного сейсмического зондирования, тепловой поток из верхней мантии определяется путем вычитания из полной величины потока той части, которая возникает в земной коре. Приняв среднее значение для толщины верхней обогащенной коры  $b = 8,5$  км и величину теплового потока из нижней коры

$$q_0 \cong 0,6q,$$

можно рассчитать изолинии мантийного теплового потока [Pollack, Chapman, 1977]. Такой анализ показал, что на континентах из верхней мантии поступает приблизительно 53 мВт/м<sup>2</sup>, а на океанах – 62 мВт/м<sup>2</sup>. Таким образом, вычисленный тепловой поток из верхней мантии под континентами существенно меньше, чем под океанами. Это возвращает нас к предположению, что температурный контраст, вероятно, существует в верхней мантии из-за того, что континентальная кора толще и более радиоактивна. Как показывают современные исследования крупномасштабных горизонтальных неоднородностей верхней мантии сейсмическими методами, время распространения продольных волн больше там,

где больше тепловой поток. На различную природу процессов, обеспечивающих тепловой поток под континентами и океанами, указывает и то обстоятельство, что континентальным областям соответствуют провинции с возрастом  $10^9$  лет, в то время как на океаническом дне, сложенном молодыми породами, имеются зоны с возрастом менее  $10^8$  лет.

Итак, вычисленные средние тепловые потоки по континентам и океанам, основанные на предварительном усреднении по пятиградусной сетке, в пределах ошибки равны как для континентов, так и для океанов, в то время как мантийные значения отличаются.

Сопоставление поля теплового потока с гравитационным полем проводилось [Kaula, 1980] при использовании сферического гармонического анализа гравитационных данных. Выдвигалась гипотеза, что отрицательные аномалии гравитационного поля соответствуют повышенным тепловым потокам и, наоборот, положительные аномалии гравитационного поля соответствуют пониженным тепловым потокам. Ввиду медленности кондуктивного теплопереноса такая корреляция могла бы быть обеспечена динамической конвекцией в мантии. Сравнение схемы положительных и отрицательных аномалий теплового потока, полученных с учетом гармоник до 10-го порядка включительно, и схемы положительных и отрицательных аномалий гравитационного поля, полученных с учетом гармоник до 16-го порядка включительно, показывает соответствие (в целом) зон повышенных тепловых потоков положительным аномалиям гравитационного поля и, наоборот, зон пониженных тепловых потоков отрицательным аномалиям гравитационного поля. Такое соответствие находится в согласии с численным экспериментом Каулы [Kaula, 1980].

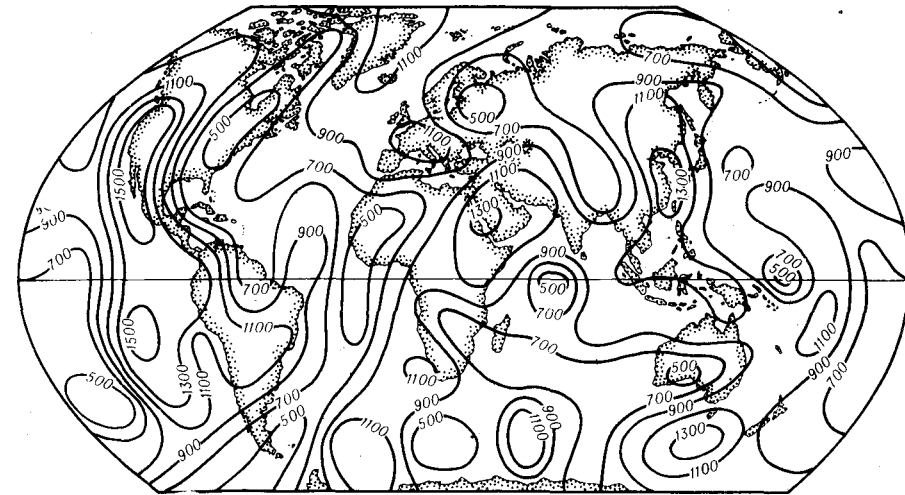
### Карта изолиний глубинных температур

Распределение поверхностного теплового потока определяется большим числом внутренних параметров теплового состояния земной коры и мантии, а также геодинамическими процессами. На основе полученной карты изолиний теплового потока была сделана попытка построения карты глубинных температур (Суетнова, Любимова, 1981). С этой целью различным структурам земной коры была приписана различная эффективная теплопроводность в соответствии со степенью раздробленности коры. Кора и литосфера были подразделены на следующие глобальные области: 1) океаническая литосфера, 2) континентальную литосферу, 3) области перехода от океана к континенту с промежуточным типом коры и литосферы, 4) орогенные области и зоны континентальных рифтов, 5) срединные океанические хребты.

Расчет глубинной температуры и карты изотерм в простейшем случае может быть произведен на основе уравнения

$$\frac{d^2T}{dz^2} = \begin{cases} -\mathcal{H}/\lambda^* & \text{при } 0 \leq z \leq h, \\ 0 & \text{при } z > h, \end{cases} \quad (51)$$

где  $\mathcal{H}$  — генерация тепла в литосфере (под литосферой генерацией тепла пренебрегаем — случай сильной дифференциации);  $h$  — толщина литосферы;  $z$  — глубина;  $\lambda^*$  — эффективная теплопроводность, равная для областей 1–5 соответственно 0,06; 0,07; 0,05; 0,06 и 0,04 кал/см·°С·с.



Р и с. 35. Карта изолиний температур (°С) на глубине 50 км, построенная на основе карты тепловых потоков (см. рис. 34) в предположении различной теплопроводности литосферы в области срединно-океанических хребтов, рифтов, ложа океанов, материков и переходной области

Граничные условия:

$$T(0) = 0; \quad \left. \frac{dT}{dz} \right|_{z \rightarrow \infty} = 0.$$

Изолинии температур определены простейшим уравнением:

$$T(z) = \left( \frac{\mathcal{H}}{\lambda^*} \right) \left( hz - \frac{z^2}{2} \right), \quad 0 < z < h, \quad (52)$$

причем генерация тепла, толщина литосферы и тепловой поток связаны простым соотношением  $\mathcal{H} = h/q$ . Фиксируя толщину литосферы  $h = 100$  км, определим изолинии температур на глубине, близкой, например, к границе Мохо на континентах и к основанию океанической литосферы на абиссальном ложе океана.

На карте изолиний глубинных температур для земного шара (рис. 35) выделяются области высоких подкорковых (на континенте) и подлитосферных (на океане) температур 1100–1500°С, соответствующие областям тектонически активных зон, таких, как срединно-океанические хребты Тихого и Атлантического океанов, районы Исландии и Красного моря, окраинные моря Тихого океана. Стабильным областям континентов и океанов соответствуют температуры существенно меньшие: 400–700°С. Это — Канадский щит, Восточно-Европейская платформа, районы Западной Африки, Австралии, области океанических бассейнов, удаленные от осей срединно-океанических хребтов.

Карта глобальных изотерм и теплового потока дает представление о распределении глубинных температурных неоднородностей вблизи характерной границы между литосферой и астеносферой, на уровне

50–100 км, что имеет большое значение для геодинамики, для оценки связи наблюдаемых земных полей с процессами в недрах и, наконец, для обсуждения наиболее удовлетворительных реологических и термических параметров, а также химического состава и петрологической модели.

### Совместная интерпретация поля теплового потока и других поверхностных полей на основе гипотезы конвекции

Общее число современных данных о величинах плотности теплового потока превышает десять тысяч значений. Это, однако, много меньше, чем число гравитационных, магнитных, топографических, кинематических данных, полученных на поверхности Земли. Поверхностные поля обобщаются методом сферического гармонического анализа, и в настоящее время порядок гармоник сферического анализа, например, магнитных и гравитационных данных, превышает 30 [Kaula, 1980]. Для поля теплового потока в силу значительно меньшего количества данных максимальный порядок гармоник равен 12 [Charman, Pollack, 1977]. Таким образом, среди упомянутых полей поле теплового потока исследовано наименее точно. Несмотря на такую большую разницу, информативности теплового потока придется сейчас большее значение. Предпринимаются усилия по сопоставлению всех наблюдаемых земных полей, изученных сферическим гармоническим методом, с целью лучшего понимания процессов в недрах Земли и выяснения ограничений, которые должны учитываться в схемах конвекции и в предположениях об источниках движений, о напряжениях, вязкости и генерации тепла. Наиболее последовательно эта идея проводится в работах Каулы [Kaula, 1980], Жаркова и Трубицына [1980].

Сферический гармонический анализ наблюдаемых полей Земли позволяет получить карты изолиний усредненных характерных параметров и затем решать обратную задачу восстановления картины внутренних процессов в недрах. Эта задача является неоднозначной. Уменьшение неоднозначности достигается комплексным анализом и сопоставлением всех доступных изучению полей. Процесс рассматривается в динамике. Усилия исследователей направлены на возможно более всесторонний охват имеющейся на сегодняшний день информации, получаемой из космических и планетных исследований. Добавление каждого нового фактора, тех или иных граничных условий меняет подход к анализу системы уравнений. Этим объясняется обилие работ по конвекции в Земле.

Система уравнений конвекции, достаточно полно учитывающая различные аспекты динамики земных процессов, представлена, например, в новой работе В.П. Трубицына [1981] и У. Каулы [Kaula, 1980]. В этой системе предусмотрена возможность генерирования полоидальных и тороидальных движений. В уравнение момента количества движения вводится нелинейный член

$$\vec{m} = \nabla \{ \delta \eta (T, \Sigma) E \},$$

где  $\delta \eta$  — вариация вязкости (по сравнению с некоторой исходной  $\eta_0$  в состоянии  $x_0$ );  $T$  — температура;  $\Sigma$  — тензор напряжений;  $E$  — тензор

деформаций. Отчасти предусмотрено введение анизотропии механических свойств и вариаций в химическом составе, в частности, редких элементов  $n_A$ . Система выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \nabla(\rho \vec{V}) &= 0; \quad -\nabla \delta \rho + \vec{\lambda} g_0 (\rho_0 \alpha \delta T - \Delta \rho \delta n_A) + \eta_0 \nabla^2 \vec{V} + \vec{m} = 0; \\ \rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla(\lambda \nabla T) + \mathcal{H} + A. \end{aligned}$$

Чтобы использовать связь всех доступных параметров геофизических полей, предлагается найти некий единый глобальный эволюционный механизм, обуславливающий внутренние процессы. Наиболее универсальным из таких механизмов считается процесс конвекции, охватывающий и тепловое поле, и поле скоростей тектонических движений, и поле напряжений, и поле гравитации. На универсальность претендует также механизм диапризма или некоего локального глубинного нестационарного источника — объекта, вызывающего аномалии поверхностных полей, о котором уже шла речь и еще пойдет ниже.

Процесс конвекции описывается системой нескольких уравнений, учитывающих закон сохранения массы, количества движения, закон сохранения энергии, геопотенциальное поле силы тяжести и поле деформаций. Уравнения охватывают широкий класс важнейших параметров: плотность  $\rho$ , вязкость  $\eta$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda$ , скорости  $v$ , генерацию тепла радиоактивными источниками  $\mathcal{H}$ , коэффициент теплового расширения  $\alpha$ , гравитационную постоянную  $G$ , давление  $P$ , адиабатический градиент температуры  $T'_a$ . В связи с возможностью введения большого количества параметров этот подход представляется сейчас большинству геофизиков весьма перспективным, поскольку устанавливается связь наблюдаемых полей (термических, реологических, гравитационных) с полем внутренних движений. Кроме того,

$$\begin{aligned} \nabla^2 \delta V &= -4\pi G (-\rho_0 \alpha \delta T + \Delta \rho \delta n_A); \\ \Sigma &= -pI + 2\eta E; \\ A &= -\{ \rho_0 c_V \cdot V \nabla T - \vec{\lambda} T'_a \} + \eta \{ E \times E \} / 2, \end{aligned} \quad (53)$$

где  $V$  — геопотенциал;  $\delta$  — отклонение от исходной величины;

$$\Sigma = \{ \sigma_{ij} \}, \quad E = \{ \dot{e}_{ij} \},$$

$\sigma_{ij}$  — компоненты напряжений;  $\dot{e}_{ij}$  — компоненты деформаций;  $\nabla$  — дивергенция;  $I$  — тензор единичный;  $\vec{x}$  — вертикальный единичный вектор;  $g_0$  — средняя сила тяжести, равная  $\partial V_0 / \partial r$ .

Для решения и анализа уравнений конвекции существенное значение имеют граничные условия на деформируемой поверхности сферы. Предполагаются следующие условия:  $r = R + \delta h$ ,  $\delta T = 0$ ,  $V_r = 0$ ,  $\nabla^2 \delta V = 0$ ,  $\sigma_{ij} = 0$ , причем на поверхности, где  $r = R$ , вариации рельефа составляют

$$-\sigma_{22} / g \rho = \delta h$$

и тепловой поток равен:

$$Q = -\lambda \nabla T.$$

Анизотропия литосферы учитывается через вязкость. Вводится пред-

ставление об окраинных горизонтальных литосферных границах (margins). Эти границы выделяются тем, что полоидальное движение нормально к границе, а тороидальное параллельно границе. Предполагается, что на этих границах, где вязкость равна нулю в направлении движения и бесконечна в перпендикулярном направлении, концентрируется анизотропия и происходит диссипация энергии. Решение предложенной системы уравнений конвекции слишком сложно, и к настоящему времени произведено только их предварительное исследование. Мы не даем его здесь и отсылаем читателя к работе Каулы [Kaula, 1980]. Приведем лишь результаты предварительного анализа уравнений и некоторые вытекающие из него соотношения. Если обозначить толщину литосферы через  $L$ , а ширину окраинных горизонтальных границ через  $W$ , то можно получить связь между этими параметрами, вязкостью, тепловым потоком  $Q$ , теплогенерацией  $\mathcal{H}$  и квадратом полной скорости движения:

$$\eta = 4W^2(Q/L - \mathcal{H})/5v, \quad (54)$$

где

$$v^2 = u^2 + w^2,$$

причем  $u$  — полоидальная скорость;  $w$  — тороидальная. Полное количество полоидальных движений определяется интегралом по поверхности всех окраин  $\int w|ds = 6,18 \text{ км}^2/\text{год}$ , а полное количество тороидальных движений — интегралом по той же поверхности  $\int u|ds = 4,12 \text{ км}^2/\text{год}$ . Первая цифра хорошо согласуется с известной скоростью наращивания поверхности. Средняя скорость деформации поверхности Земли в этом случае составляет  $\langle \dot{\epsilon} \rangle \sim 6,4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ . Среднее напряжение в литосфере, обусловленное этой деформацией, при коэффициенте вязкости  $4 \cdot 10^{22} \text{ г/см}^3 \cdot \text{с}$  составляет 150 бар.

Если учесть полную длину окраинных горизонтальных границ, равную 158 300 км, то можно оценить, что средний квадрат скорости  $v^2 = 22 \text{ (см/год)}^2$ . Тогда толщина литосферы составит [Peltier, 1980]  $L \approx \frac{5}{3} D / (v D \kappa)^{1/2} \sim 72 \text{ км}$ , где  $D$  — толщина всей мантии  $\sim 2900 \text{ км}$ ;  $\kappa$  — температуропроводность  $\sim 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$ . Учитывая, что средняя скорость деформации  $\dot{\epsilon}_M$  в пределах окраинных зон оценивается величиной  $3 \cdot 10^{-7} \text{ год}^{-1}$ , можно оценить среднюю ширину этих зон как  $W = v / \dot{\epsilon}_M \sim 156 \text{ км}$ . Принимая средний тепловой поток из мантии  $Q$  равным  $\sim 67 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$ , генерацию тепла в верхних 72 км литосферы  $\mathcal{H} \sim 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{с}$ , получим оценку для вязкости  $\eta \sim 10^{22}$ , что хорошо согласуется с оценками вязкости по данным послеледникового всплывания древних участков земной коры.

В результате проведенного анализа возникает вопрос о том, как собственно нужно производить усреднение горизонтально варьирующих параметров. Районами концентрации деформаций являются срединно-океанические поднятия, желоба окраинных дуг, трансформные разломы. Напряжения в этих зонах также наибольшие. Следовательно, нужно вводить взвешенное среднее. Поэтому вязкость  $\eta \sim 10^{23} \text{ П}$ , по-видимому, наиболее вероятна для зон субдукции и является верхним пределом для

эффективной вязкости в зонах срединно-океанических поднятий и зонах трансформных разломов. В этих зонах должны доминировать и температурные эффекты.

Если предположить, что цикличность концентрации микроэлементов  $n_A$  в уравнениях потенциала и сохранения момента движений связана с базальт-эклогитовыми превращениями, то, приняв разницу в плотности между эклогитом и базальтом  $\Delta \rho \sim -0,2 \text{ г/см}^3$  для верхних 45 км и  $+0,3 \text{ г/см}^3$  между эклогитовой и шпинелевой фазами на глубинах от 45 до 400 км, получим оценку скорости формирования земной коры  $\sim 18 \text{ км}^3/\text{год}$ .

При сопоставлении этой величины с объемом коры  $\sim 8,4 \cdot 10^9 \text{ км}^3$  становится очевидным предположение о необходимости цикличности прохождения базальтового материала через мантию. Такое циркулирование базальта через мантию должно влиять на перераспределение радиоактивных источников тепла.

#### Гипотеза локального источника аномальных возмущений

Известен своей популярностью другой подход к истолкованию континентальных тепловых аномалий — локальный, не глобальный, связанный с предположением о существовании в недрах некоторого тепловыделяющего "объекта" — стационарного или нестационарного источника [Строев земной коры..., 1971; Кутас, Гордиенко, 1971; Соллогуб, Чекунов, 1975; Гордиенко, 1975; Лысак, Зорин, 1976; Кутас, 1978]. Ставится задача определить его размеры, начальное и конечное положение, скорости перемещений, избыточную теплогенерацию, время ее начала и длительность. Опыт такой интерпретации различных аномалий показывает, что все эти данные принципиально трудно получить при истолковании одного возмущения. Приводится такой наглядный пример: если возраст источника несколько десятков миллионов лет, его верхняя кромка располагается на глубине в десятки километров, а толщина превосходит 50–60 км, то центральная часть объекта не успевает проявиться в аномалии теплового потока на поверхности [Гордиенко, 1975]. В таком случае принципиально нельзя получить сведений о глубине залегания подошвы источника, общем количестве энергии в нем и т.д. Таким образом, для строгой интерпретации необходимо иметь набор данных, дающий нужный объем всесторонней геолого-геофизической информации о тепловыделяющем "объекте".

В процессе оценочной интерпретации часть параметров объекта считается известной по геологическим и геофизическим данным, используются сведения общего характера о составе и строении мантии и т.д. Величины этих параметров варьируют, и определяются значения остальных. Часто вносимые таким образом дополнительные условия решения задачи выбираются довольно произвольно (предполагается, например, полная неподвижность объекта), однако подобный этап интерпретации все же необходим, так как позволяет оценить хотя бы порядок теплового возмущения и помогает при составлении системы более строгой интерпретации.

Анализ тепловых полей активных районов с позиций гипотезы о локаль-

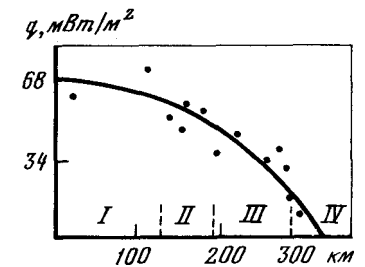
ном источнике [Кутас, Гордиенко, 1971; Гордиенко, 1975; Лысак, Зорин, 1976] позволяет оценить параметры сосредоточенного источника, если таковой существует. Независимо от его природы в этом случае резко изменяется температурный режим подкоровой части мантии: ниже источника возникает мощная зона нулевых и даже отрицательных градиентов. Для ее устранения необходим период не менее 400–500 млн. лет. В этот период величина радиогенного мантийного теплового потока будет определяться генерацией в относительно тонком слое: от 40 до 80–100 км. Для однородной верхней мантии величина этого потока не изменится даже при замене пород подкоровой части мантии более глубинными и составит около 5 мВт/м<sup>2</sup>. Это — минимальное значение радиогенного мантийного потока на континентах. К нему следует прибавить тепловой поток, возникающий в интервале от 80–100 км до кровли астеносферы, который начинает поступать в подкоровую зону через 500 млн. лет после последнего периода диапиризма. Этому периоду отвечают события тектоно-магматической активизации в коре, поэтому начало действия второго источника следует сместить на 500 млн. лет от последнего события. Именно в этот момент начинается новый этап конвективного теплопереноса, но в конкретных регионах "период покоя" может быть иным. Об этом говорит, в частности, существование докембрийских платформ на всех континентах. Может быть, последние конвективные этапы использовали здесь энергию много больших интервалов глубин, чем в других местах.

Во всех рассмотренных выше моделях формирования фонового потока земная кора считалась континентальной. Для большинства миогеосинклиналей существование этого типа коры в течение всего цикла можно считать доказанным. По ряду соображений он более вероятен и для остальных структур (эвгеосинклиналей). Однако не исключено, что в их пределах земная кора изменяется в течение цикла от океанической к континентальной. Можно оценить ошибку в определении фонового теплового потока, возникающую, если не учитывать этого процесса.

Можно предполагать, что количество источников тепла под единицей поверхности в процессе перестройки не меняется. В начальном (океаническом) варианте кора мощностью около 10 км генерирует тепловой поток примерно в 10 мВт/м<sup>2</sup>, из мантии поступает 30 мВт/м<sup>2</sup>. После перестройки (происходящей, вероятно, на первой стадии цикла) кора дополняется сверху "гранитно-осадочным" слоем толщиной около 15 км, генерирующим в стационарном варианте примерно 12 мВт/м<sup>2</sup>, и снизу — "базальтовым" слоем той же мощности, генерирующим в стационарном варианте около 8 мВт/м<sup>2</sup>. Стационарный поток из мантии снизится до 10 мВт/м<sup>2</sup>. Через достаточное время в районе установится стационарный поток в 40 мВт/м<sup>2</sup>. Однако необходимый для этого временной интервал очень велик. В течение сотен миллионов лет после перестройки в районе сохранится значительная составляющая теплового потока, связанная с источником диапиризма, находившимся в верхах мантии до перестройки. В интервале 100–600 млн. лет полная величина теплового потока будет на уровне 46–52 мВт/м<sup>2</sup>. Складчатость возникает, вероятно, через 50–100 млн. лет после перестройки, которая считалась мгновенной. Таким образом, для эвгеосинклинальных регионов фоновый поток может быть выше расчетного на 6–12 мВт/м<sup>2</sup>.

Р и с. 36. Профиль теплового потока через Карпаты [Гордиенко, 1975]

I — Паннонская впадина, II — Закарпатский прогиб, III — Складчатые Карпаты; IV — Предкарпатский прогиб. Точками показаны наблюдаемые значения, линией — осредненный профиль



Попытка описания теплового поля части геосинклинали была предпринята по данным температурных измерений в Восточных Карпатах Р.И. Кутасом [1978]. Им рассмотрены некоторые варианты нестационарных источников тепла в мантии, способные создавать наблюдаемое распределение геотермических градиентов в приповерхностной зоне.

Мантийные источники тепла были привлечены для интерпретации центральной европейской аномалии теплового потока (которая лишь частично отвечает геосинклинальным районам) и аномалии электропроводности. Источник считался стационарным, были рассмотрены два варианта его формы.

Появление новых данных о тепловом потоке в Карпатах (рис. 36) стимулировало повторное обращение к тепловому полю этого региона [Гордиенко, 1975]. Рассматривался нестационарный источник тепла в мантии, расположенный на разных глубинах в срединном массиве, тыльном прогибе и складчатой зоне. Фоновые значения потока определялись приближенно по средним содержаниям радиоактивных элементов в породах земной коры и верхней мантии. Существенной погрешностью представляется признание стационарным теплового потока от относительно недавно (25–12 млн. лет назад) переместившихся объемов "базальтового" слоя. Соответственно исказились и аномальные величины потока. В частности, под передовым прогибом была получена отрицательная аномалия. Благодаря привлечению некоторых геологических и геофизических данных по региону [Гордиенко, 1975], удалось дать некоторые новые параметры источника. Верхняя кромка его оказалась близкой к границе Мохо, время действия 40–45 млн. лет, т.е. он "включился" за 20 млн. лет перед началом складчатости. Недостатком этой интерпретации следует считать использование слабо развитого аналитического аппарата и отсутствие анализа разных других вариантов, объясняющих аномалию источников.

Привлечение дополнительной информации (в частности, дополнение временной аномалии сведениями по новым геосинклинальным складчатым областям) заметно изменило параметры аномалий, подвергавшихся анализу в упомянутых выше работах, поэтому рационально повторить оценочную интерпретацию некоторых из этих возмущений.

Хотя авторы локального подхода не раскрывают природы возмущающего объекта, принято связывать его с диапиром или астенолитом [Белюсов, 1978], который должен давать дополнительное тепловыделение. Можно предположить, что возмущение обусловлено внедрением расплавленной верхней мантии. Этот расплав может обеспечить основной магматизм, ограниченно проявляющийся на последующей стадии цикла. Температурный градиент внутри источника, вероятно, не превышает градиента

температуры плавления — около  $3^\circ\text{C}/\text{км}$ . Отсюда следует, что интервал частичного плавления в сиале должен находиться за пределами источника, так как иначе трудно объяснить перепад температур между интервалами плавления. Температурный градиент в коре в этот период (близкий к моменту начала складчатости) несколько повышен по сравнению с нормальным, поэтому расстояние от зоны плавления сиала до кровли источника не превосходит  $40 \pm 15$  км.

Трудно допустить, что источник энергии "выключился" до начала основных событий — складчатости и магматизма. С другой стороны, интенсивное выделение энергии прекратилось до достижения максимума теплового потока. Соответственно глубина возмущения определяется приблизительно как  $h_1 = 8,5\sqrt{\Delta t}$  км, где  $\Delta t$  — время (в  $10^8$  лет) от момента наиболее интенсивного выделения энергии источником.

Используя полученные данные, можно оценить горизонтальные размеры источника вкрест простирания структур. Считается, что время  $t$  движения тепла к краю аномалии равно времени складчатости плюс 25 млн. лет. При глубине верхней кромки 45 км определяем, на каком расстоянии находится край аномалии от края источника по формуле  $x = \sqrt{4at - h^2}$ . Для Карпат это расстояние равно 40–45 км, для Крыма — 100–110 км [Гордиенко, 1975].

Описанная интерпретация выполнена в предположении известной ширины источника и отсутствия горизонтальных перемещений. Предварительные оценки свидетельствуют о слабом влиянии нарушения этого предположения на характер аномалии. Однако Р.И. Кутас и В.В. Гордиенко указывают, что при более строгой интерпретации это требует уточнения. Вероятные изменения ширины тепловыделяющего объекта заключены между 150 и 500 км. Были рассмотрены влияния ширины источника, меняющейся для одного варианта толщины. Результат совершенно определенный: изменения искомых параметров незначительны.

Истолкование аномалий (для формального источника) показало, что вызывающее их возмущение должно иметь размер около 80 км и энергию  $W = 3 \cdot 10^{14}$  Дж/м<sup>2</sup>. Локальный источник едва ли отражает многие стороны процесса теплогенерации в активизированной мантии, однако отличие его от реальных не может привести к принципиальным ошибкам в интерпретации [Гордиенко, 1975]. Поэтому утверждается, что и параметры реальных источников будут того же порядка, однако их определение по ряду причин осложнено по сравнению с определением параметров возмущающего объекта.

Прежде всего трудно выделить часть энергии, которая выносится в верхнее полупространство: нет простой связи между генерацией  $H$  и тепловым потоком. В зависимости от характера объекта общие запасы тепла могут превосходить величину  $W$  в разной степени. Соответственно вероятны и отклонения размеров источника.

Тепловое возмущение в простейшем случае создается некоторым объемом вещества, содержащим тепловой энергии больше, чем соседние. Предполагается, что в реальном объекте эта энергия может быть запасена в двух формах — перегрева и теплоты фазового или полиморфного перехода. Судя по параметрам изученных в настоящее время полиморфных переходов, тепло, образующееся при этих процессах, даже в случае участия в них

значительного интервала глубин не может внести заметного вклада в аномалии теплового потока. Значительное плавление в верхах мантии невозможно при нормальных температурах, поскольку основная часть вещества плавится при нагреве до  $1200^\circ\text{C}$ . Следовательно, для обеспечения аномалий необходимо существование в подкоровом пространстве перегретого (возможно, частично расплавленного) объема вещества.

Авторы различают источники, в которых вся энергия запасена сразу, и источники, в которые она поступает во время их действия. Источник тепла может быть фактически неподвижным (т.е. его перемещение, если оно было, не отражается на общих результатах).

Источники разделяются по их внутренним свойствам, прежде всего по величине эффективной вязкости, в зависимости от которой конвекция вещества источника будет или не будет играть существенную роль в образовании аномалий. Очевидно, что в слое толщиной около 100 км при обычных вязкостях вещества твердой верхней мантии ( $10^{22}$ – $10^{23}$  Ст) конвекция невозможна. При уменьшении вязкости до уровня ее в астеносфере ( $10^{19}$ – $10^{20}$  Ст) некоторая конвекция должна происходить, но образующийся при этом тепловой поток незначителен. За то же время гораздо больше тепла будет вынесено из источника в процессе его кондуктивного остывания. Такое положение, когда эффектом конвекции можно пренебречь, сохраняется, как показали расчеты (сопоставление двух видов теплоотдачи), до вязкости порядка  $10^{14}$ – $10^{15}$  Ст. Вязкость полностью расплавленных основных и ультраосновных пород очень низка: на глубине, соответствующей верхам мантии, она может быть на уровне  $10^3$ – $10^5$  Ст. Однако такая степень плавления кажется невероятной. Скорее можно ожидать частичного плавления, причем степень расплавления в разных частях источника может быть различной, жидкие компоненты могут образовывать тела разного размера и формы и т.п. Поэтому даже при известном относительном количестве расплава определить эффективную вязкость вещества источника затруднительно. Однако очевидно, что для поставленной задачи необходимо проанализировать характер тепловыделения из объекта с вязкостью в пределах  $10^4$ – $10^{14}$  Ст.

Утверждается, что даже если градиент температуры резко понизился в связи с конвекцией, вблизи кровли источника температура увеличивается очень быстро; начинается проплавление вышележащих пород. Поэтому, несмотря на кристаллизацию расплава в нижней части объекта, толщина конвектирующего слоя сокращается вначале медленно и вынос тепла не ослабевает. В результате при указанных вязкостях за период 1–10 млн. лет мощность перегретого интервала существенно увеличивается, а температура в его пределах приближается после этого времени к температуре плавления, вязкость резко растет, конвекция становится неэффективной. Таким образом, в реальных условиях "объект с пониженной вязкостью" превращается в "объект с высокой вязкостью". Этот начальный этап существования источника тепла, когда конвекция в его пределах может при подходящих условиях существенно влиять на характер тепловыделения, едва ли заметно скажется на величинах аномалий. Как будет показано ниже, объект в соответствующее время находится на относительно большой глубине.

В течение большей части времени действия источника в его пределах не будет значительного количества расплава. Исходя из пиролитового сос-

тава верхней мантии, можно ориентировочно предположить максимальное количество жидкости на уровне 30% объема. Тогда оказывается, что в виде тепла кристаллизации источник может выделить (в зависимости от степени перегрева и толщины) 10–20% всей запасенной энергии. Теплота кристаллизации будет переходить в тепловой поток по мере перемещения фронта кристаллизации. Среднее положение фронта на глубинах около нескольких десятков – 100 км. Интервал времени, в течение которого действует этот механизм, можно оценить по общей теплотопере источнику в начальный период и по запасам скрытой теплоты кристаллизации. Он оказывается не более 100 млн. лет. За это время будет создано некоторое распределение температуры в окружающем пространстве, тепловой поток через поверхность не успеет измениться. Следовательно, вклад этой своеобразной части источника в аномалию может быть представлен как остывание некоторого перегретого объема вещества, возникшего в течение ее действия. Его можно определить для полупространства, так как влияние поверхности еще не скажется.

В результате всей этой дискуссии авторы [Гордиенко, 1975; Кутас, 1978; Чекунов, Соллогуб, 1979] локального подхода к истолкованию тепловых аномалий считают, что весь источник с достаточной точностью можно считать объектом с одним характером тепловыделения. В качестве источника предполагается объем вещества, нагретый не более чем до температуры плавления форстерита на соответствующей глубине. Распределение температур в его пределах из-за весьма вероятного частичного плавления соответствует градиенту температур плавления, т.е. температура увеличивается с глубиной примерно на  $2,5^{\circ}\text{C}$  на километр. Авторы считают, что перегрев источника связан с перемещением его в данное положение с того уровня глубин, для которых такие температуры нормальны (иначе трудно объяснить запасенную в источнике энергию). При подъеме с большей глубины такие источники несут весь запас тепла, проявляющийся потом в виде аномалий. При подъеме с меньшей глубины источник может создавать нужные аномалии за счет того, что в его объем в течение какого-то времени поступают с той же глубины дополнительные порции перегретого вещества. Скорость движения источника может быть большой – тогда он будет "эффективно неподвижным" (т.е. не будет влиять на поверхностный поток в период перемещения). При меньшей скорости – это "эффективно" подвижный источник, влияющий на поверхностный поток при своем перемещении.

Изучая максимумы расчетных временных аномалий в зависимости от степени перегрева, В.В. Гордиенко [1975] заключает, что нужные величины могут быть получены только для максимально нагретого объекта, т.е. в случае, когда температуры в нем близки к температурам солидуса форстерита на соответствующей глубине. Это положение не меняется даже для наименее глубокого расположения кровли объекта – минимальной глубины поверхности Мохо (около 30 км). Считать источник находящимся в коре нельзя, так как при необходимых для обеспечения аномалий температурах она была бы в геологически короткий срок полностью расплавлена.

Возмущения от объектов изменяются с изменением величины  $h$  при постоянной (в одной серии расчетов)  $\Delta h$ . Устанавливается, что получить совпадение расчетной и измеренной аномалий с нужной точностью невоз-

можно. Для обеспечения необходимых величин потока при больших временах источник должен находиться на небольших глубинах, однако при этом максимум аномалии резко сдвигается в сторону меньших времен, а поэтому во временной точке наблюдаемого максимума поток уже значительно ниже нужного.

Подбор скоростей и времен перемещения, которые обеспечивали бы совпадение измеренной и расчетной аномалий с нужной точностью, привел авторов к выводу, что совпадение недостижимо для реальных конечных глубин верхней кромки, теплопроводностей и температур перегрева. Предполагалось, что действие теплового возмущения протекало в два этапа: начальный, когда объект, расходуя энергию на увеличение температуры в окружающей среде и теплового потока через поверхность, получает одновременно энергию снизу, и конечный, когда "подкачка" тепла из недр прекращается и идет остывание объекта.

Первый этап может протекать различно. Температура источника может совпадать, быть ниже или выше той, с которой начинается последующее остывание. Весьма вероятно, что источник в период "подкачки" пополняется порциями вещества из одного интервала глубин, определяемого начальным положением объекта. Температуры таких "порций" могут различаться на величину  $250\text{--}300^{\circ}\text{C}$ .

Добавление энергии должно происходить достаточно часто, дополнительные объемы вещества – перемещаться достаточно быстро, не остывая существенно по пути.

Оцениваются возможные глубины образования источников. При этом следует ориентироваться на более вероятный высокотемпературный вариант разреза мантии. Максимальная начальная глубина кровли не превышает, очевидно, 400 км, так как вещество с больших глубин, поднимаясь в верх мантии, полностью расплавится и проплавит кору. Минимальная начальная глубина кровли источника не меньше суммы глубины поверхности Мохо и толщины источника, что составит 150–200 км. Несложные расчеты показывают, что минимальная глубина должна быть оценена в 250 км.

Рассмотрение движущихся объектов с разными параметрами показало, что обеспечить временную аномалию могут лишь источники, движущиеся в довольно узком интервале глубин, скоростей и времен. Для источника, зародившегося на минимальной глубине (250 км), характерно, что он появится в подкоровом пространстве на глубине около  $70 \pm 20$  км за  $20 \pm 10$  млн. лет перед складчатостью (в зависимости от прочих параметров). Затем, сохраняя температуру кровли постоянной, он перемещается в течение примерно  $80 \pm 10$  млн. лет до глубины около 50 км. Его горизонтальные размеры существенно не сказываются (до некоторого предела, конечно) на согласовании измеренной и расчетной аномалий. Возможные мощности лежат в довольно широких пределах – от 110 до 180 км.

Источник, создающий Карпатскую аномалию, можно представить в виде плоскости с постоянной температурой, не достигшей минимальной глубины. Аномалия Большого Бассейна – результат сложения эффектов остаточного влияния плоскости и продолжающегося остывания. Считается, что Крымская аномалия сформирована только эффектом остывания глубинного возмущающего объекта.

Аномалия Карпат в предположении горизонтальной поверхности источника объясняется при значениях  $h_1$ , находящихся в пределах указанного интервала (50–60 км), только для  $\tau$  не менее 45 млн. лет, т.е. источник должен появиться за 20 или более миллионов лет перед складчатостью. Объяснение Карпатской аномалии с помощью наклонного источника позволяет несколько сократить предполагаемое минимальное время появления источника перед складчатостью до 12 млн. лет. Углы наклона такого источника лежат в пределах  $1,5\text{--}3^\circ$ . Возможное влияние такого наклона при интерпретации остальных пространственных аномалий не учитывалось, так как получаемые при таком учете эффекты не отличаются от эффектов, созданных источниками с горизонтальной кровлей.

Интерпретация Карпатской аномалии оказывается довольно чувствительной к изменению горизонтальных размеров предполагаемого источника. Его внешний край определяется примерно там же, где он получен для формального источника, — на расстоянии 200–250 км от максимума аномалии.

Анализ теплового поля геосинклинали с точки зрения механизма формирования локального источника позволяет предсказать, по В.В. Гордиенко [1975], существование в определенный период истории региона двух проводящих тел, отсутствующих (на тех же глубинах) в неактивных районах, и оценить их параметры. Конкретная геометрия зон высокой электропроводности определяется рельефом границы Конрада, размерами и возрастом источника.

Проведен анализ аномалий в предположении источника, зародившегося на минимальной глубине. Рассмотрение источника, поднимающегося с максимальной глубины (400 км), приводит примерно к тем же результатам. В этом случае "подкачка" продолжается около 70 млн. лет. Источник появляется за  $20 \pm 10$  млн. лет перед складчатостью на глубине около  $75 \pm 20$  км и поднимается примерно до 50–55 км. Здесь "подкачка" прекращается, далее действует остывающий объект с глубиной кровли 35–40 км. Интерпретация пространственных аномалий дает результаты, не отличающиеся существенно от приведенных выше.

В центральной части геосинклинали, где тепловой поток не ослаблен влиянием края источника, в период после складчатости (через 0–10 млн. лет) достигаются величины аномального градиента на уровне  $1,5\text{--}2,0^\circ\text{C}$  на 100 м; это соответствует росту температуры на глубине 15–20 км на  $300^\circ\text{C}$ , что достаточно для возникновения температурной аномалии.

Таким образом, весь комплекс аномалий можно проинтерпретировать в предположении источника принятого вида.

Если допустить, что температура кровли объекта в период "подкачки" изменяется и отличается от температуры начала остывания, результаты интерпретации несколько изменятся. Для объяснения аномалии Большого Бассейна потребуется изменить принятое время появления источника в пределах 10 млн. лет. Для объяснения Карпатской аномалии потребуется некоторое изменение принятой глубины кровли источника — около 3–4 км на каждые  $100^\circ\text{C}$  изменения температуры кровли. Изменения такого же характера потребуется ввести и в расчетные параметры источника временной аномалии: для больших нагревов глубина действия источника с "под-

качкой" увеличится (максимум — на 10 км), несколько возрастет время перемещения в верхнее положение, для меньших нагревов — наоборот.

В процессе интерпретации источник считался появляющимся в подкоровом пространстве в виде объекта неизменной ширины. Ее изменения в процессе действия источника, которые могли бы характеризовать скорость его расширения, не рассматривались. Очевидно, такая перестройка должна наиболее значительно сказываться на интерпретации самой молодой аномалии — Карпатской.

Сопоставление кривых потока с эффектами от источников с разной скоростью расширения приводит к следующему выводу: медленных и длительных изменений ширины источника предполагать нельзя. К моменту фиксации аномалии, т.е. через 40–50 млн. лет после появления источника в подкоровом пространстве, его расширение уже закончилось. Оно должно было завершиться не менее чем за 10 млн. лет до этого момента. Таким образом, источник увеличивался в ширину (если этот процесс вообще имел место) со скоростью не менее 0,5–1,0 см/год. Глубины кровли практически совпадают в обоих вариантах интерпретации — они в среднем близки к 35–40 км. Время появления источника также существенно не изменилось:  $20 \pm 10$  млн. лет перед складчатостью вместо  $25 \pm 8$  млн. лет для формального источника. Параметр времени действия не имеет смысла для реального объекта, условно с ним можно сравнить период "подкачки". Их величины сопоставимы: около  $80 \pm 10$  млн. лет для реального и  $55 \pm 15$  млн. лет для формального источника. Энергия, содержащаяся в реальном источнике, достигает  $4\text{--}4,5 \cdot 10^{14}$  Дж/м<sup>2</sup>, что несколько больше  $W$  формального объекта. Такое различие естественно, так как реальный источник рассеивает значительно больше энергии.

Подробно изучен профиль теплового потока над Карпатами. Профиль проходит по всем основным структурным элементам альпийской геосинклинали — восточной части Паннонской впадины, Закарпатскому прогибу, Складчатым Карпатам, Предкарпатскому прогибу — и выходит на Вольно-Подольскую плиту Восточно-Европейской платформы. В этом районе благодаря детальной комплексной геологической и геофизической изученности [Гордиенко, 1975] удалось провести наиболее полный анализ аномалий физических полей (рис. 37). Для полноты характеристики теплового поля необходимо отметить чрезвычайно высокие температуры недр Карпат. В интервале глубин, где располагается кровля источника (около 60 км) в юго-западной части профиля они достигают  $1700\text{--}1800^\circ\text{C}$ . Большие горизонтальные размеры источника тепла (судя по высоким величинам тепловых потоков в Паннонии, он продолжается на запад на несколько сот километров) обуславливают относительно медленный спад аномальных температур вверх по разрезу.

Данные о глубинных температурах и рельеф границы Конрада позволяют выделить локальную зону частичного плавления в коре. Центр ее располагается на глубине 17–20 км. В этой же части профиля отмечается тело аномальной электропроводности. В районе установлены две зоны глубинных разломов, одна из них пересекает центральную часть интервала частичного плавления, вторая — проходит вблизи его западного края. С обеими системами нарушений связаны молодые вулканические образования. Их

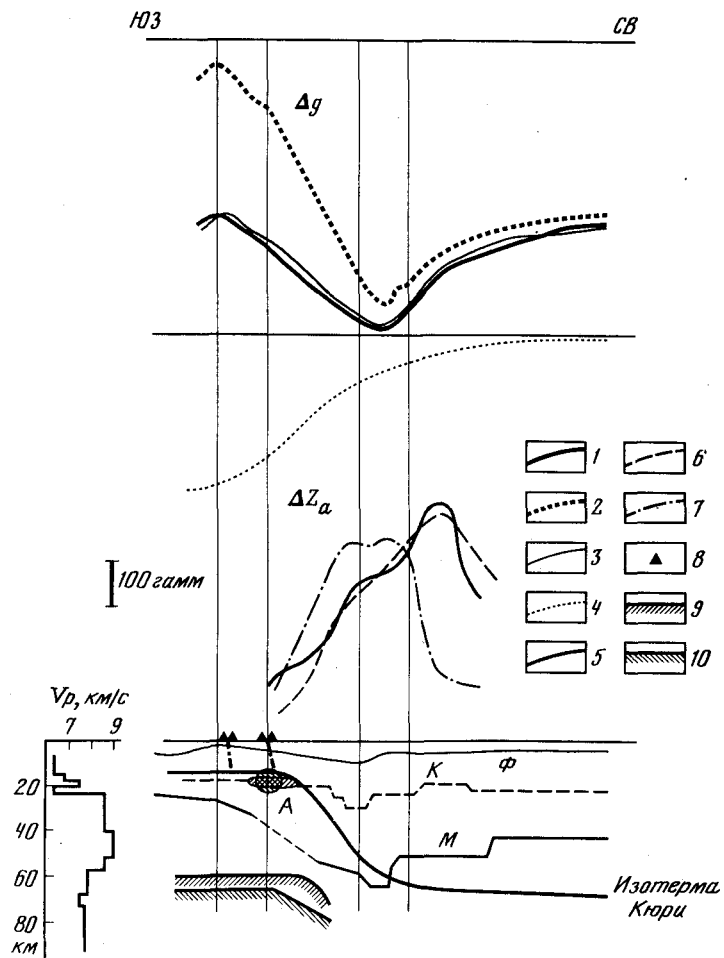


Рис. 37. Аномалии геофизических полей на профиле "Карпаты"

1 — наблюдаемое распределение  $\Delta g$ ; 2—4 — гравитационные эффекты модели: 2 — с учетом разуплотнения, 3 — с поправкой на осадки, 4 — без разуплотнения; 5 — наблюдаемое распределение  $\Delta Z_a$  вертикальной компоненты магнитного поля, 6 — магнитный эффект "горячей модели"; 7 — магнитный эффект "холодной" модели; 8 — неогеновые эффузивы; 9 — граница зоны расплава; 10 — граница зоны проводимости; Ф, К, М — границы фундамента, Конрада и Мохоровичича; А — два варианта формы возмущающего объекта [Гордиенко, 1975]

максимальный возраст (20–25 млн. лет) хорошо согласуется с моментом возникновения расплава, определяемым по эволюции глубинных температур на этих глубинах. Последние проявления вулканизма геологически очень молоды — 0,5–1 млн. лет, что указывает на возможность сохранения глубинного интервала плавления и в настоящее время.

Вторая зона частичного плавления устанавливается в пределах источника. В соответствии с его геометрией она должна протягиваться далеко на запад и обрываться на востоке в пределах рассматриваемой части профиля.

Данные магнитотеллурических исследований хорошо согласуются с таким расположением зоны расплава: проводящий горизонт, вероятно (здесь его определение затруднено из-за экранирующего влияния вышележащей проводящей зоны), обрывается на востоке и продолжается на запад в пределы внутренней части Паннонии.

Наблюдается отчетливая корреляция интервалов частичного плавления с интервалами пониженных сейсмических скоростей. Снижения  $V_p$  порядка 0,5–1,0 км/с отмечены на глубинах 20–22 км и более 55 км (глубже 95 км определений скорости нет).

На части профиля имеются надежные определения  $\Delta Z_a$ , что позволяет провести анализ магнитного поля более обоснованно, чем в других районах. Наблюдается увеличение напряженности магнитного поля с запада на восток и некоторый спад на крайнем востоке изучаемого района. Резкий подъем изотермы Кюри (с 70 до 12–15 км) приводит к формированию мощной аномалии в пределах профиля. Результаты расчета для "горячего" варианта хорошо согласуются с наблюдениями. Отметим, что магнитный эффект "гранитного" слоя как в данном случае, так и на всех остальных профилях практически не меняет аномального поля. "Холодная" модель не позволяет объяснить аномалию: модельная кривая имеет минимум в районе максимума наблюдаемого поля.

Величины  $\Delta g$  в районе профиля образуют четкий минимум в центре, связанный со значительным погружением поверхности Мохо и увеличением мощности осадков. На западном и восточном концах профиля уровни поля приподняты и близки по величине. Это явление трудно объяснить, так как строение и мощность коры двух районов резко различны. Соответственно модельная кривая  $\Delta g$  "холодного" варианта (эффект земной коры), совмещенная по уровню с наблюдаемой на окраине платформы, проходит значительно выше наблюдаемой во внутренних частях геосинклинали. Изложенный здесь подход находится на качественном уровне.

#### Ограничения на генерацию тепла и температуру

Суммарная концентрация радиоактивных источников тепла является важным параметром не только с точки зрения хода термической эволюции Земли, но и потому, что связана с более широкой проблемой состава и происхождения Земли и планет земного типа. Если бы независимые геологические ограничения на термическую историю смогли указать пределы генерации тепла, то этим самым были бы наложены ограничения на теории происхождения планет.

Конвективные модели накладывают жесткие ограничения на генерацию тепла в литосфере, поскольку предполагают значительный вклад в тепловой поток из астеносферы и верхней мантии и даже ядра Земли.

Изучая уравнения конвекции, Маккензи и Вайс [McKenzie, Weiss, 1975] получили соотношение, связывающее тепловой поток, температуру и вязкость:

$$q/q_0 = (T/T_0)^{1+p} (\eta/\eta_0)^{-p},$$

где  $p$  — целое число;  $T$  — средняя температура. Дэвис [Davies, 1980] обратил внимание на то, что при высоких температурах зависимость вязкости

от температуры может быть аппроксимирована выражением

$$\eta/\eta_0 = (T/T_0)^{-n},$$

где  $n$  близко к 30. Комбинируя эти две формулы, можно получить

$$q/q_0 = (T/T_0)^m,$$

где  $m = 1 + (n + 1) p$  имеет величину порядка 10. При таких больших значениях  $m$  большим изменениям в тепловом потоке соответствуют относительно малые изменения температуры в конвектирующем слое. Используется предположение, что при конвекции имеет смысл характеризовать тепловое состояние земных недр средней температурой  $T$ , если мантия и ядро являются конвектирующими, поскольку температурное распределение довольно однородно и вертикальный адиабатический градиент имеет весьма умеренную величину. Действительно, период изменения теплового состояния ( $2 \cdot 10^9$  лет) больше, чем время полного оборота конвективных течений ( $3 \cdot 10^8$  лет).

В работе Дэвиса [Davies, 1980] предложена некоторая простейшая модель в безразмерных переменных, полезная для ряда оценок. Полное содержание тепла в Земле составляет

$$Q = M \cdot C \cdot T' = c \cdot T',$$

где  $M$  — масса;  $C$  — удельная теплоемкость;  $c = M \cdot C$ . Величины  $T'$ ,  $q'$ ,  $t'$  считаются размерными соответственно температурой, тепловым потоком и временем. Если внутреннюю генерацию тепла обозначить  $\mathcal{H}$ , как и раньше, поверхностный тепловой поток — через  $q'$ , то уравнение теплового баланса может быть записано в виде

$$\frac{\partial Q}{\partial t'} = c \frac{\partial T'}{\partial t'} = \mathcal{H} - q'.$$

Отталкиваясь от некоторых фиксированных или исходных величин  $q'_0$  и  $T'_0$ , которые связываются с современным состоянием, можно перейти к безразмерным переменным:

$$T = T'/T'_0; \quad q = q'/q'_0;$$

$$H = \mathcal{H}/q'_0; \quad t = t'/\tau,$$

причем

$$\tau = c \cdot T'_0 / q'_0.$$

При учете упомянутой выше связи  $q$  со средней температурой  $T$  уравнение теплового баланса преобразуется в

$$\frac{\partial T}{\partial t} = H - T^m = H - q.$$

Это дифференциальное уравнение нелинейно, если  $m \neq 1$ . Величина  $m$  лежит в интервале 7–15. Следуя работе Дэвиса [Davies, 1980], обозначим  $q_0^* = a \cdot q'_0$ , где  $a$  является константой, которая впоследствии определяется. Тогда значения безразмерных переменных и временные шкалы будут

выглядеть следующим образом:

$$H^* = H/a; \quad T^* = T \cdot a^{-1/m}; \quad t^* = t \cdot a^{1-1/m}; \quad \tau^* = a^{1/m-1}.$$

Современное тепловое состояние Земли принимается как фиксированное, обозначаемое индексом 0. Для современного состояния предполагается, что средняя температура Земли определяется главным образом мантией и не намного превышает 2000 К; для ядра — от 2000 до 2500 К (при верхнем пределе 3000 К). Эти значения отвечают шкалам времени 13, 16 и  $20 \cdot 10^9$  лет. Для интерпретации результатов выбирается среднее ( $15 \cdot 10^9$  лет). Рассматриваются следующие случаи: 1) отсутствие источников тепла ( $\mathcal{H} = 0$ ); 2) постоянные источники; 3) первоначально холодное состояние; 4) первоначально горячее состояние.

Результатом сопоставления этих вариантов является вывод, что количество тепла, которое транспортируется из недр к основанию коры, составляет 52% полной теплопотери Земли, равной  $4,1 \cdot 10^{13}$  Вт [Davies, 1980]. В работе Дэвиса дебатруется проблема так называемого хондритового соответствия. Одно из основных ограничений на полную генерацию тепла составляло и составляет "хондритовое соответствие", которое заключается в том, что потеря тепла, приходящаяся на единицу массы Земли, примерно равна радиогенной продукции, приходящейся на единицу массы хондритового вещества. Поскольку Земля и планеты образовались из протопланетного облака, то "хондритовое соответствие" поддерживает гипотезу о том, что хондриты отражают первоначальный состав Земли, по крайней мере в отношении нелетучих веществ.

Дэвис [Davies, 1980] сопоставил (по содержанию радиоактивных изотопов) различные хондритовые метеориты (обычные, карбонатиты, обедненные калием) с базальтами. Большинство хондритов характеризуется содержанием урана (с точностью до 30%), равным  $1,3 \cdot 10^{-8}$  г/г, а отношение K/U в них меняется от  $2 \cdot 10^4$  в карбонатитах до  $8 \cdot 10^4$  в обычных хондритах. Оценка, получаемая для полного тепловыделения во всех хондритах, меньше, чем потеря тепла Землей.

### Модель горячих точек

Заслуживают внимания разработки численных моделей нестационарного теплового поля в движущейся среде над мантийной струей (плюмом) [Birch, 1965a; Anderson, 1975; Северина, 1979]. Его проявления на поверхности обозначаются как "горячие точки" (hot spots).

Базальты, образовавшиеся из вещества мантии у осей линеаментов расширения, создают слой 25 км непосредственно под базальтовой корой. Обедненный базальтом перидотит имеет плотность примерно на  $0,09$  г/см<sup>3</sup> меньше, чем исходный перидотит, и поэтому куски базальта должны плавать над исходным перидотитом, поскольку плиты отодвигаются от оси хребтов при расширении дна океана. Когда плита опускается в глубокую мантию в зонах субдукции, куски облегченного материала должны отделиться и подняться к земной поверхности в виде образований типа астенолитов, диапиров, плюмов. Грубые вычисления показывают, что если диаметр таких образований 100–150 км, а вязкость мантии  $10^{22}$  П, то устойчивая скорость подъема после того, как их верхушки достигнут слоя

пониженных скоростей (СПС), будет 1–2 см/год. Адиабатически поднимающиеся диапиры постоянно должны смещаться в результате дрейфа литосферы, а горячий мантийный материал, внедрившийся в более холодный, но уже частично расплавленный СПС, должен давать тепло и увеличивать степень расплавления СПС, обеспечивая последующие проявления вулканизма на поверхности Земли. Горячие точки рассматриваются как результат формирования океанической литосферы благодаря "проникающей" конвекции в мантии в виде струй, астенолитов, плюмов, своеобразных диапиров, а не как следствие развитой конвекции.

На Гавайских островах, где средняя скорость образования лавы составляет по грубой оценке  $0,03 \text{ км}^3/\text{год}$ , требуется приток тепла, равный  $10^{13}$  ккал/год. Это количество тепла могло бы быть обеспечено перепадом температур 30–130°C между обедненным перидотитом из мантии и диапиром, внедрившимся в СПС, при условии, что диапир диаметром 100–150 км поднимается со скоростью 1–2 см/год. Таким образом, на Гавайских островах количество требуемого тепла соответствует теплу, приносимому диапирами.

По-видимому, схема диапира аналогична схеме химического плюма Андерсона [Anderson, 1975] по таким параметрам, как Mg/Fe и содержания  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , U, Th, K. Количество тепла у верхушки диапира увеличивается за счет аномально высокой концентрации в нем радиоактивных элементов. Диапир только первоначально служит механизмом для подведения тепла к литосфере (и СПС, если он существует) и тогда рассматривается как источник материала базальтового вулканизма в горячих точках. Аномально быстрые волны ScS под Галапагосским хребтом трудно объяснить предположением о наличии там плюма, но они совместимы с предположением о наличии диапира, богатого магнием [Геншафт, 1975]. Изотопическое ограничение, по которому базальты океанических островов и хребтов произошли из различных источников в мантии, отделенных друг от друга во времени по крайней мере миллионом лет, может быть удовлетворено гипотезой, утверждающей, что базальты океанических островов произошли из соединений и смесей, образованных на осях хребтов из поднимающегося материала глубокой мантии и обогащенной радиогенной мантии, расположенной в зоне разделения литосферы и астеносферы.

Скорость подъема диапира может увеличиться из-за усиления конвекции в отношениях Mg/Fe, из-за большого плотностного контраста и увеличения диаметра. Это могло бы объяснить присутствие толеитов (большое количество выплавки) в некоторых островных цепочках и только щелочных базальтов (из-за малого количества выплавки) в других цепочках. Вариации отношения Mg/Fe и диаметра с глубиной для отдельного диапира могли бы также объяснить изменения скорости извержения со временем в отдельной вулканической островной цепочке, что наблюдается, например, на Гавайских островах [Anderson, 1975].

Действие горячих точек начинается в различное время и имеет различную продолжительность жизни. Это объясняют так: можно ожидать, что диапиры достигают СПС и инициируют вулканизм в разное время. Время жизни конкретной горячей точки будет зависеть также от количества и скорости удаления обедненного материала мантии в районе источника рождения диапира; от прекращения вулканической активности, вызванной

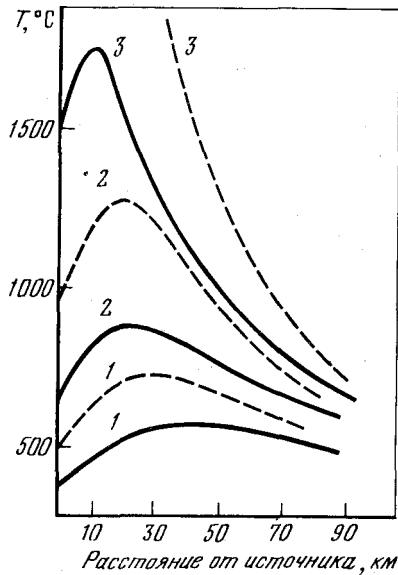
диапиром, который истощает источник и поднимается, пока не растворится в зоне пониженных скоростей.

По другой гипотезе Андерсона [Anderson, 1975], базальт и эклогит, которые образуются при дифференциации перидотита, задерживаются в верхней мантии границей 670-километрового сейсмического разрыва. Предполагается, что вся область перехода между 220 и 670 км состоит из эклогита, который образовался из первоначальной мантии в результате 20%-ного частичного расплавления. Это – источник базальтов срединно-океанических хребтов. Оставшаяся мантия состоит предположительно из гранатового перидотита или пиролита. Она еще может дать базальт, если ее подогреть до  $T$ , превышающей температуру окружающей среды. Слой эклогита сильно нагреет внутри, поскольку он содержит избыток U, Th и K, полученный из океанической мантии, и определяет частичный расплав в выходящих из него объемах вещества. Из эклогитового слоя могут выйти диапиры и подняться до верха мантии через перидотитовый слой. На континентах неравновесность, возникающая в эклогитовом слое из-за зависящей от времени конвекции, присущей подогреваемой изнутри системе, или, что более вероятно, из-за изолирующего эффекта вышележащей континентальной литосферы, обуславливает частичное плавление в перидотитовом слое. Оно-то и является источником базальтовых потоков и магмы на континентах в местах горячих точек (кимберлитовые трубки).

Сейчас ясно, что существует несколько точек зрения на происхождение источников базальтовых магм, которые оставались независимыми в течение примерно миллиона лет. Эти районы источников дают однотипные по составу лавы в течение длительных периодов времени в совершенно различных местах. Они должны быть поэтому огромными по размеру (а не изолированными "карманами"). Слоистая модель неустойчивой конвектирующей верхней мантии является наиболее естественным объяснением этого явления.

Дифференциация Земли ведет к возникновению двух слоев в верхней мантии: слоя остаточного перидотита и покрывающего его толстого слоя (420 км) эклогита. Частичное плавление в эклогитовом слое приводит сначала к адиабатическому возрастанию температур, за которым следуют полное расплавление и быстрый подъем расплава к поверхности, где он питает новую океаническую кору или эклогитовый слой, подстилающий более старую океаническую литосферу. Вышележащий перидотит прошел через частичное расплавление при более высоких  $T$  в прошлом и является поэтому сравнительно термостойким. Базальтовая часть океанической литосферы возвращается в эклогитовый слой благодаря процессу субдукции. Ее время пребывания в мантии составляет около 100 млн. лет.

Гранатовый перидотит и эклогитовые ксенолиты в кимберлитах являются примерами двух первоначальных источников. Эклогитовые ксенолиты могут мыслиться как диапиры, выброшенные из обедненных резервуаров с глубин более 220 км и захваченные континентальной литосферой. Если горячие точки образуются под континентами, то им сопутствуют образования кимберлитов, карбонатитов, континентальных базальтов, подъем и разлом континентов. После "ухода" континентов они продолжают поставлять магму для океанических островов. Термальная аномалия в мантии, которая обеспечивает континентальный поток базальтов и



Р и с. 38. Геотермы над горячей точкой (плюмом) в литосфере, движущейся со скоростью 0,2 см/год, при теплопроводности 0,007 кал/см · с · °С и при глубине плюма 75 км для длительности действия  $t = 10^7$  лет (сплошные линии) и  $t = 10^8$  (штриховые линии) [Северина, 1979]

Моменты времени, млн. лет: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 55

магмы горячих точек, непостоянна во времени. Она существует 200–400 млн. лет, пока образуется континент, и около 200 млн. лет после его "ухода".

Некоторые положения, вытекающие из рассмотренной гипотезы, могут быть использованы для ее проверки. Так, клинопироксены в эклогитовых включениях из докембрийских кимберлитов должны иметь низкие отношения  $Sr^{85}/Sr^{86}$ .

Численные модели геотерм над горячей точкой в движущейся литосфере приведены на рис. 38. Можно видеть несимметричный ход геотерм. Смещение максимума происходит в направлении движения плиты. По пересечению геотерм с линией солидуса можно определить сечение очага плавления, вызывающего утонение литосферы.

Над горячими точками литосфера утоньшается, и это должно служить причиной изостатических поднятий [Grough, 1979].

Гипотеза горячих точек широко развивается за рубежом, в частности в петрохимическом аспекте, и гораздо меньше признана у нас, хотя и представляется перспективной, особенно на океанах, для объяснения цепочек подводных вулканов и происхождения аномалий геофизических полей над ними.

## Глава V

### ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ОКЕАНИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

#### Проблемы развития океанической литосферы

Как известно, океаническая земная кора состоит из нескольких осадочных слоев и базальтового слоя мощностью 5–6 км. Столь тонкий слой коры может обеспечить только 2% всего наблюдаемого теплового потока. Поэтому еще до определений теплового потока через дно океанов и в океанических скважинах ожидалось, что тепловой поток здесь должен быть заметно меньше, чем на континентах. Но когда оказалось, что значение теплового потока на океаническом дне практически совпадает в среднем с тем, которое установлено для континентов, этот факт перевернул преж-

ние представления о глубинных процессах в мантии Земли. Даже самое простое первое предположение, с помощью которого можно объяснить этот результат, — о том, что количество радиогенных источников тепла на единицу площади и на континентах, и на океанах одинаково, вело к заключению о радикальном различии в развитии и происхождении континентальной и океанической литосфер. На континентах источники должны быть сосредоточены в основном в наружных "гранитном" и "базальтовом" слоях. В океанической мантии дифференциация не была столь полной, источники все еще рассредоточены на большую глубину и все еще идут процессы выноса наружу радиогенных источников тепла.

В последнее время для объяснения относительного равенства тепловых потоков под океанами и на материках привлечены иные предположения, связанные с конвективной природой тепловых процессов и источников движения в океанической мантии. Сформулировано представление о развитой конвекции в верхней мантии, к которому приводят независимые данные других дисциплин, а также сведения о реологическом состоянии земных недр [Tozer, 1965].

По мере накопления данных стали проявляться систематические особенности распределения теплового потока вблизи срединно-океанических хребтов. Все новые и новые факты продолжают подтверждать, что высокие значения теплового потока и их разброс привязаны к осевым частям этих линейных образований, вытянутых от Северного полюса до Южного через Атлантический, Тихий и Индийский океаны, протягивающихся в Северный Ледовитый океан (в виде структур хребтов Гаккеля, Книповича, Мона) и ответвляющихся в виде более мелких хребтов в стороны (Галапагосский, Хуан-де-Фука и др.).

Одна из обработок экспериментальных данных о распределении теплового потока вблизи срединных хребтов и на удалении от них представлена на рис. 39 и 40.

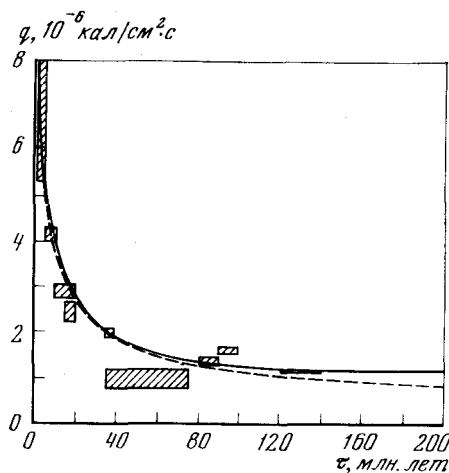
Модель на рис. 39 дает представление о профиле теплового потока в функции времени и предсказывает зависимость от времени теплового потока (в  $10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup> · с) в виде

$$q = 11,3/\sqrt{\tau}, \quad (55)$$

где  $\tau$  — возраст (в млн. лет). График на рис. 40 подтверждает, что эта зависимость достаточно хорошо удовлетворяется, если возраст не превышает 120 млн. лет. Аномальной является зона центральной области Тихого океана. Все остальные зоны для измерений выбраны в осадках, плохо пронизываемых для воды (т.е. перенос тепловой энергии в результате движений воды минимален).

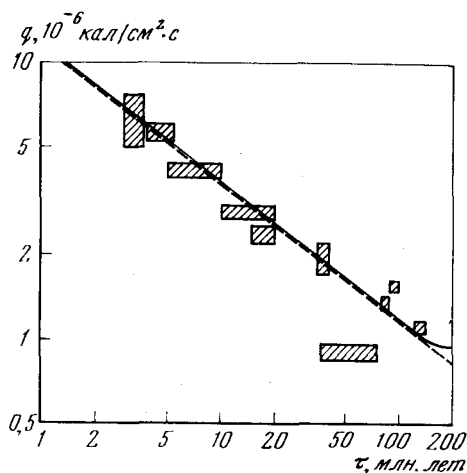
Проблема отклонения профиля теплового потока, предсказанного теоретически, от наблюдаемых значений при возрасте более 120 млн. лет еще не получила полного разрешения, хотя и предложено несколько вариантов для объяснения полученных различий: модель плит и модель пограничного слоя для конвективных течений в мантии; предполагается также возможность мелкомасштабной конвекции [Sclater, Tapscott, 1979].

Рельеф и топография океанического дна вблизи срединных океанических хребтов также удовлетворительно объясняются термической моделью, учитывающей возраст не более 120 млн. лет.



Р и с. 39. Профиль океанического теплового потока в функции времени с учетом осреднения экспериментальных данных, их разброса и неточности определений [Sclater, Tapscott, 1979]. Заштрихованные прямоугольники обозначают наблюдаемые значения, сплошная линия соответствует модели плит, штриховая – модели пограничного слоя

Р и с. 40. Профиль океанического теплового потока вкрест простириания срединно-океанических хребтов в логарифмических координатах [Sclater, Tapscott, 1979]  
Условные обозначения см. на рис. 39



Новейшими измерениями теплового потока в районе Галапагосского хребта и хребта Хуан-де-Фука установлены многократные проявления мощной гидротермальной активности, сильно нарушающей систематическое возрастание теплового потока в окрестности осевой зоны хребта. Размер зоны нарушения оценивается в 4–20 км в стороны от хребта. Эта зона названа конвектирующей. Предложено несколько вариантов возможного механизма передачи тепла в этой зоне посредством процесса конвекции в раздробленных проницаемых породах.

Влияние гидротермальной активности на потерю тепла в срединно-океанических хребтах изучается в настоящее время многими исследователями. Установлено, что проявления этого процесса не повсеместны, а локальны. Подсчет потерь тепла Землей с учетом особого положения системы срединно-океанических хребтов подвергнут интенсивному изучению. Ниже мы рассмотрим этот вопрос более детально, применив разработанный в гл. I метод расчета двумерного теплового поля также к случаю глубоководных разломов в рифтовых зонах на континенте.

#### Расчет тепловых потерь через хребты и рифты

Наибольшие неоднородности распределения тепловых потоков сосредоточены в зонах разломной тектоники, вблизи срединно-океанических хребтов, в зоне перехода от континентальной коры к океанической. Для изучения этих аномалий вблизи линейных структур сформулированы краевые задачи уравнения теплопроводности с конвективным членом,

применимые к рассмотрению вертикального активного контакта между горизонтальнослоистыми средами. Разработан способ численного решения задачи теплопроводности в двумерном пространстве в неоднородных средах, основанный на применении метода сеток к решению задач о возмущении теплового потока за счет внедрения тел иной проводимости, чем окружающая среда, например линз осадочного слоя или рудных тел.

Ранее нами рассмотрены конкретные модели кусочно-ступенчатых разрезов [Любошиц, 1977; Любимова и др., 1976]. Они сводятся к общей двумерной краевой задаче распределения тепла в горизонтальнослоистой среде с вертикальным контактом, для которой разработана теория интерпретации тепловых потоков в моделях: 1) континент – океан, 2) зона Бенюфа, 3) рефракция, 4) интрузия, 5) опускающийся бассейн, или кратон, 6) массивная интрузия.

Исследование температурного поля  $T(x, z)$  в промежуточной зоне контакта может быть выполнено на основе решения уравнения теплопроводности с конвективным членом. Общее решение задачи для контакта между двумя средами представляется в виде суммы нормального одномерного и аномального двумерного полей:

$$T(x, z) = T^0(z) + T_{\text{доб}}(x, z). \quad (56)$$

Поверхностный тепловой поток имеет вид

$$q = q^0(z) + q_{\text{доб}}(x, m); \quad (57)$$

$$q^0 = \lambda \cdot \frac{T_1 - T_0}{l} + \frac{H \cdot l}{2}; \quad (58)$$

$$q_{\text{доб}}(x, m) = -\lambda \left. \frac{\partial T_{\text{доб}}}{\partial z} \right|_{z=l},$$

причем в центре интрузии на оси хребтов, где  $x = 0$

$$q_{\text{доб}}(0, m) = \lambda \theta (m - 1) / l; \quad (59)$$

$$\theta = (T_1 - T_0) - \frac{H \cdot l^2}{2\lambda}, \quad (60)$$

где  $m = q(0; m) / q^0$  – относительный тепловой поток в центре интрузии;  $H$  – генерация тепла;  $T_{\text{доб}}(x, z)$ ,  $q_{\text{доб}}(0; m)$  – аномальные части поля, обусловленные двумерной неоднородностью,  $l$  – толщина литосферы.

Вводится функция контакта  $f(z)$  на оси неоднородности. Эта функция представляет собой температуру, возрастающую с глубиной, которая может быть найдена из эксперимента с помощью обратного преобразования Фурье:

$$f_{\text{эксп}}(z) = T^0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n^{\text{эксп}} \cdot \sin \frac{\pi n z}{l}; \quad (61)$$

$$C_n^{\text{эксп}} = \frac{(-1)^{n+1}}{n} \cdot \frac{1}{\pi} D_n^{\text{эксп}}.$$

При построении решения двумерной задачи теплопроводности для контакта двух сред с разной теплопроводностью и разными коэффициентами теплообмена и выделения тепла пришлось столкнуться с необходимостью разработки способа последовательного решения краевой задачи для более общего волнового уравнения в кусочно-слоистых средах с помощью одно-сторонних преобразований Фурье, из которого как частный случай получаются решения тепловых уравнений.

### Анализ аномалий

Основным уравнением процесса в установившемся тепловом режиме при  $\partial/\partial t \approx 0$  служит уравнение теплопроводности внутри литосферной плиты с конвективным членом

$$\lambda \left[ \frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial z^2} \right] = \rho c v \frac{\partial T(x, z)}{\partial x} - \mathcal{H}(x, z), \quad (62)$$

где  $c$  — теплоемкость;  $v$  — скорость горизонтального движения (с учетом либо без учета процессов генерации тепла  $\mathcal{H}$ ). Динамика движения плиты описывается дополнительным конвективным членом в уравнении. При  $v \neq 0$  мы приходим к волновому уравнению, а при  $v = 0$  получаем уравнение Лапласа или Пуассона.

Математическая постановка прямой задачи сводится к соответствующей внутренней краевой задаче (Дирихле, Неймана, либо смешанной) для горизонтальной полосы ( $0 \leq z \leq l$ ;  $-\infty < x < +\infty$ ) с заданием граничных условий для температуры и теплового потока либо со смешанным краевым условием на верхней ( $z = l$ ) и нижней ( $z = 0$ ) границах литосферной плиты, а также непосредственно в зоне интрузии на контуре локального внедрения магмы. При этом очевидно, что модели интрузии каждой конкретной формы следует рассматривать отдельно.

Для океанической литосферы задача в целом является многопараметрической. Процесс распространения тепла зависит от совокупности всех параметров задачи, особенно от конвективного параметра

$$\kappa = \rho c v / 2\lambda, \quad (63)$$

а также от геометрических параметров — мощности литосферного слоя  $l$ , высоты подъема магмы  $h$ , параметров формы интрузии. При этом, как показывает математический анализ, весь процесс полностью определяется только набором безразмерных параметров:  $\kappa' = \kappa l$ ,  $1/m = (l - h)/l$  и других — и зависит от двух безразмерных координат:  $x' = x/l$ ,  $z' = z/l$ .

При интерпретации поверхностных экспериментальных данных при формулировке обратной задачи геотермики возникает следующий общий вопрос: как описать локальное внедрение магмы и как именно оно происходит? Ответ может быть дан на основе сравнения наблюдаемых тепловых аномалий в геологически активных зонах с результатами теоретических расчетов. Экспериментальным материалом, доступным нашему наблюдению, являются результаты измерений глубинного теплового потока  $q_{\text{экс}}(x)$  и гидротермальной активности. Критерием согласия между дан-

ными этих наблюдений и соответствующими теоретическими расчетами

$$q_{\text{теор}}(x) = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=1}$$

должно служить достаточно хорошее графическое совпадение экспериментальной кривой теплового потока с соответствующей расчетной кривой по всей территории активной зоны — как на оси аномалии, так и на ее флангах. Поэтому и теоретические расчеты, и обработку наблюдений необходимо проводить по определенной методической системе.

Сравнение данных теории и эксперимента может быть выполнено, например, путем простого машинного перебора большого количества различных моделей интрузии и их вариантов. Однако способ перебора зачастую может оказаться весьма длительным. Из этого понятно, что в ходе практической интерпретации наиболее целесообразно опираться прежде всего на систему безразмерных параметров задачи. Так, в случае симметричной модели вертикальной интрузии это будут только два параметра:  $\kappa'$  и  $m$ .

Чисто аномальная часть температурного поля связана с двумерной неоднородностью поля и выражается как произведение

$$T_{\text{доб}} = e^{\kappa x} w(x, z), \quad (64)$$

где  $\kappa = \rho c v / 2\lambda$  — характеристический динамический параметр задачи, который связан с модифицированным числом Рэлея  $\kappa l = Ra$ ;  $w$  удовлетворяет так называемому волновому уравнению.

Введем два наиболее важных интерпретационных параметра: толщину литосферы и параметр  $m$ , связанный с уровнем "стояния" горячей интрузии внутри земной коры. Величина параметра  $m$  определяется из эксперимента как отношение теплового потока в максимуме к его нормальной величине на флангах структуры хребта. Построенное решение показало [Lubimova, Nikitina, 1978], что параметр  $m$  определяется из наблюдений следующим образом:

$$m = q_{\text{max}}(x=0)/q^0; \quad m-1 = [q_{\text{max}}(x=0) - q^0]/q^0 - H. \quad (65)$$

Разработана теория интерпретации двумерных термических неоднородностей, которая привела к ряду простых соотношений и формул, связывающих разносторонние термические, динамические и геометрические параметры линейных тектонических структур. Среди них находятся: 1) соотношение для интегральной оценки потерь энергии через дно океанов и окраинных морей; 2) соотношение для определения полуширины аномалии теплового потока над срединными океаническими хребтами; 3) отклонения рельефа. Согласно первому соотношению потери энергии определяются интегралом вдоль осей мировой системы хребтов

$$Q/d = 2 \int_0^{\infty} q(x; m) dx = 2q^0/S(\kappa'; m), \quad (66)$$

где

$$S(\kappa'; m) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n^{(m)} / (\beta'_n - \kappa');$$

$\kappa' = \kappa l$  — безразмерное число Рэлея;  $\beta'_n = \beta_n l = ((\kappa')^2 + \pi^2 n^2)^{1/2}$  — безразмерные показатели затухания; функция  $S(\kappa'; m)$  определяется в виде ряда;  $d$  — длина всех хребтов;  $Q = 2ldq^0 S$ ;  $D_n^m$  — амплитуды разложения  $q_{\text{доб}}$  в ряд по экспонентам

$$q_{\text{доб}}(x, m) = \frac{\lambda Q}{l} \sum_{n=1}^{\infty} D_n^{(m)} \exp(-\pi n x / l). \quad (67)$$

Вычисления  $S$  проводились в широких пределах изменения параметров  $\kappa'$  и  $m$  ( $0 \leq \kappa' \leq 200$ ;  $1,125 \leq m \leq 10$ ). Если  $d = 5 \cdot 10^4$  км — полная длина всех срединно-океанических хребтов,  $q^0 = 1,1 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с — среднее асимптотическое значение теплового потока для океанических плит, то для диапазонов величин  $l = (5 \div 10) \cdot 10^6$  см;  $\lambda = 0,006 \div 0,01$  кал/см·с·°С;  $\rho = 3 \div 3,3$  г/см<sup>3</sup>;  $c = 0,25$  кал/г·°С получим изменения величины  $\kappa'$  в пределах  $\kappa' = 18 \div 44$  и усредненные величины параметра  $m$  для различных хребтов: 2,3 — Срединный Индийский хребет ( $l-h = 33$ ); 2,8 — северная часть Тихоокеанского поднятия; 3,0 — Срединно-Атлантический хребет и Восточно-Тихоокеанское поднятие ( $l-h = 26$  км). Тогда  $S_{\text{ср}}$  равна соответственно 6, 15, 20, а общая теплопотеря через все хребты мирового океана равна 0,5; 1,26 и  $2,2 \cdot 10^{12}$  кал/с, что составляет соответственно 7; 17 и 30% всей теплопотери Земли.

На основе использования условия изостатической компенсации получено выражение для функции абсолютного поднятия рельефа за счет термического расширения

$$E(x; m) = \alpha(T_1 - T_0) e_m(x) l, \quad (68)$$

откуда  $e = E(x) / \alpha(T_1 - T_0) l$  — функция поднятия рельефа,  $e_m(x)$  — профиль превышений рельефа над нормальным уровнем вдали от оси аномалии. Отличное совпадение теории с наблюдаемыми данными, которое не достигнуто ни в одной из моделей хребтов, демонстрирует рис. 41. Таким образом, выяснены возможности решения обратной задачи геотермики путем привлечения экспериментальных данных по топографии рифтовых зон в областях линейной разломной тектоники океанов.

Заметим, что изложенный способ интерпретации динамических ( $v \neq 0$ ) и статических ( $v = 0$ ) моделей интрузии приводит к понятию "полуширины" аномалии теплового потока  $x = \delta(m)$ . Расстояние  $x = \delta(m)$  соответствует тому, что  $q_{\text{экср}}[x = \delta(m); m] / q^0 = 1 + D_1^m / 2$ . Соотношение между мощностью литосферы и величиной полуширины теплового потока при заданном  $x$  имеет вид

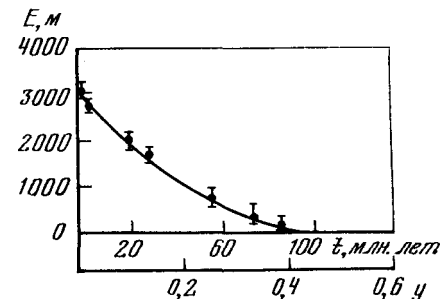
$$\delta(m) / l \approx \ln 2l \left\{ [(\kappa l)^2 + \pi^2]^{1/2} - \kappa l \right\} = \text{const}. \quad (69)$$

Анализ формулы (69) для срединно-океанических хребтов показывает, что произведение мощности литосферы на разность температур на ее верхней и нижней границах  $T_1 - T_0$  сохраняется постоянным:

$$l(T_1 - T_0) = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{°С} \pm 10\%.$$

Отсюда следует: зная разницу температур на границах литосферы, можно оценить толщину океанической литосферы по геотермическим данным, что дает способ независимо от других данных контролировать эту важную геофизическую характеристику.

Р и с. 41. Абсолютные величины поднятий рельефа дна океана  $E$  в функции возраста  $t$  или расстояния по оси хребта  $u$  для параметров тепловой модели срединного океанического поднятия северной части Тихого океана. Сплошная линия — теоретические значения [Lubimova, Nikitina, 1978], точки — осредненные наблюдаемые данные [Sclater, Tapscott, 1979]



Другой подход к интерпретации данных об океаническом тепловом потоке дается теорией пограничного слоя [Turcotte, Oxburgh, 1967; Schubert et al., 1976].

В теории пограничного слоя используется приближение установившегося состояния. Уравнение сохранения энергии, определяющее распределение температуры, имеет вид

$$u = \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (70)$$

где  $u$  — горизонтальная скорость. Это уравнение получается в предположении, что  $\partial^2 / \partial x^2 \ll \partial^2 / \partial z^2$ , т.е. перенос энергии в направлении  $x$  незначителен. Вводится замена переменных

$$\eta' = z / \sqrt{x}$$

или в безразмерном виде

$$\eta' = \eta \cdot 2(\lambda/u)^{1/2}.$$

Это приводит к уравнению для температуры в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \eta'^2} + 2\eta' \frac{\partial T}{\partial \eta'} = 0.$$

Граничными условиями будут

$$T = T_s \text{ при } x = 0; \quad T \rightarrow T_m \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

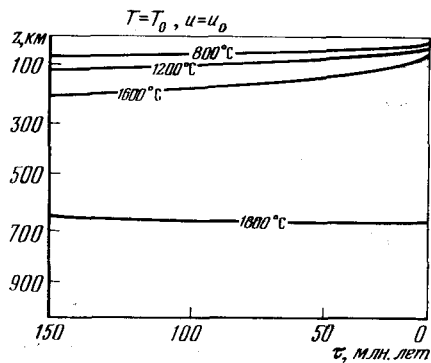
Тогда решение записывается в виде

$$T = T_s + (T_m - T_s) \operatorname{erf} \left[ \frac{z}{2} \left( \frac{u}{\lambda x} \right)^{1/2} \right]. \quad (71)$$

Если считать, что решение определяет температурное поле на границе, которая охлаждается, например, по мере продвижения от оси хребта, то величина  $T_s$  определяет температуру на оси хребта ( $x = 0$ ), а величина  $T_m$  дает температуру мантийного материала в ядре конвективной ячейки под термическим пограничным слоем.

Поверхностный поток тепла определяется тогда уравнением

$$q_s = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \lambda (T_m - T_s) \left( \frac{u}{\pi \lambda x} \right)^{1/2}. \quad (72)$$

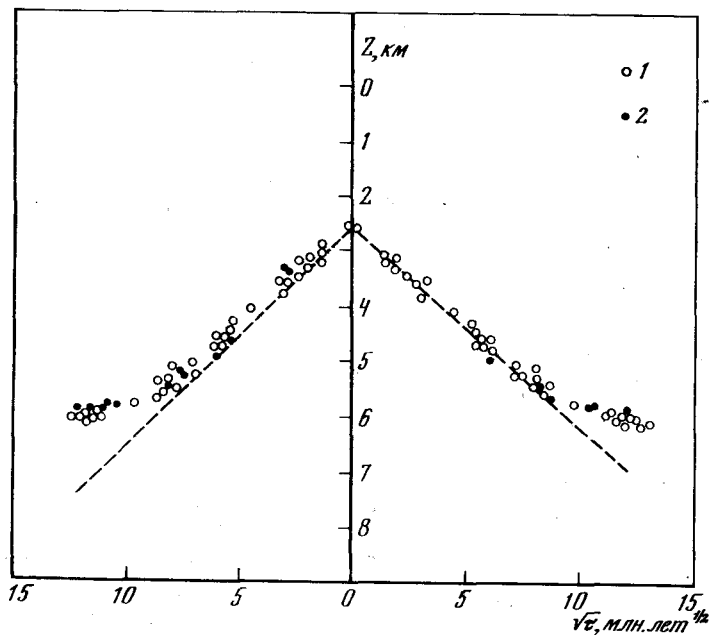


Р и с. 42. Распределение изотерм океанической верхней мантии по глубине ( $z$ ) согласно модели термического пограничного слоя [Shubert et al., 1976]

$\tau$  — возраст;  $T_0 = 0^\circ\text{C}$  и  $u_0 = 10$  см/год характеризуют ось срединно-океанического хребта. Граничные условия у поверхности:  $T = T_0, u = u_0$

Возрастом литосферы можно считать величину  $x/u$ . Отсюда следует, что тепловой поток убывает, как  $\sqrt{u/x}$ , т.е. обратно пропорционально корню из временной характеристики рассматриваемой модели, которую в соответствующей системе координат можно связать с возрастом  $\tau$  поверхностных структур применительно к дну океана.

Распределение изотерм в океанической литосфере с глубиной в зависимости от возраста океанического дна (при удалении от оси хребта) показано на рис. 42. Можно видеть, что вблизи оси температура достигает  $800^\circ\text{C}$



Р и с. 43. Глубина океанического дна  $z$  ниже уровня моря (штриховая линия) в зависимости от  $\sqrt{\tau}$ , где  $\tau$  — возраст согласно моделям термического пограничного слоя при коэффициенте теплового расширения  $\alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$  [Shubert et al., 1976]

1 — данные по батиметрическим и магнитным измерениям в северной части Тихого океана; 2 — данные, полученные по проекту глубинного бурения дна океана (ДЖОИДЕС) и магнитным измерениям

на глубинах около 20 км. Выплаживание кривой температуры происходит на глубине примерно 650 км при уровне  $T = 1800^\circ\text{C}$ .

На основе представления о термической контракции движущегося остывающего пограничного слоя был рассчитан [Turcotte, Oxburgh, 1967; Schubert et al., 1976] профиль рельефа дна при удалении от оси срединно-океанического хребта (рис. 43) и при увеличении величины  $\sqrt{\tau}$ . При возрастах, превышающих 20 млн. лет, наблюдается систематическое отклонение теории пограничного слоя от наблюдений. Этим определяются достаточно узкие пределы применимости данной теории в сравнении с изложенной ранее моделью интрузии.

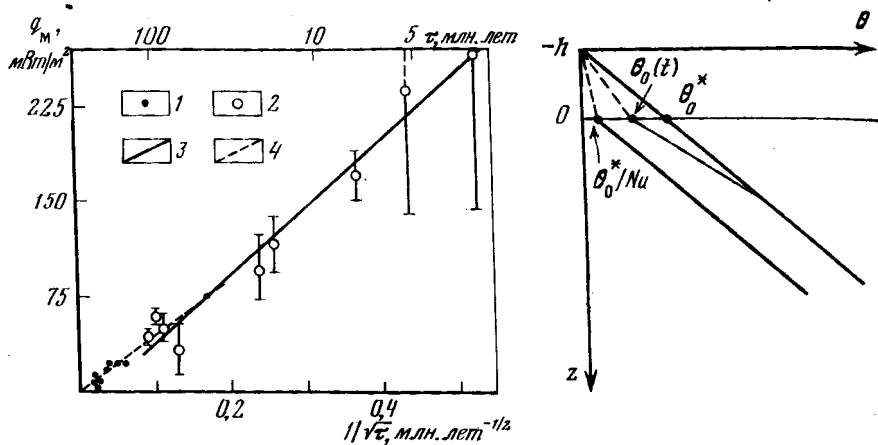
#### Интерпретация соотношения между тепловым потоком и возрастом; модели гидротермальной циркуляции

Зависимость теплового потока от возраста структур на континентах подтверждена вариациями изотопного состава эндогенного гелия  $\text{He}^3/\text{He}^4$  [Толстихин, Друбецкой, 1975; Поляк и др., 1979]. Для тектонических структур территории СССР кривая убывания отношений  $\text{He}^3/\text{He}^4$  с увеличением возраста с большой точностью повторяет кривую убывания теплового потока  $q(\tau)$ , впервые намеченную Б.Г. Поляком и Я.Б. Смирновым [1968] и затем Любимовой [1969], Р.И. Кутасом и Я.Б. Смирновым, 1974]. Однако временная шкала убывания потока на континентах во много раз длиннее океанической шкалы. Объяснения этого расхождения пока не найдено, но одна из попыток сделана в работе Хамзы [Hamza, 1979]. Он считает, что для того, чтобы сравнить соотношения между тепловым потоком и возрастом на континентальных и океанических структурах, нужно устранить из величины теплового потока вклад радиоактивного тепла верхнего обогащенного слоя континентальной земной коры. Назовем "редуцированным" тепловым потоком ту часть потока, которая идет из-под верхнего слоя переменной радиоактивности. Если значения "редуцированного" континентального потока и значения океанического потока нанести на график зависимости от возраста, то сходимость временных шкал улучшается [Hamza, 1979] (рис. 44).

Вблизи осевых зон срединно-океанических хребтов обнаружены следы мощной гидротермальной активности [Sclater, Tapscott, 1978]. Влияние этого фактора на окружающее тепловое поле ведет к сильному разбросу его значений и высоким придонным температурам [Girdler, 1966]. Поэтому тепловая модель области осевых зон должна быть рассмотрена особо с учетом повышения проницаемости.

Гидротермальные системы должны проявляться в тех областях, где характерные для пористых сред числа Рэлея ( $Ra$ ) превосходят критические. При прочих равных параметрах  $Ra$  линейно возрастает с глубиной проницаемой зоны и с ростом разницы температур на границах зон [Lachenbruch, Sass, 1977].

Можно представить себе следующую схему включения конвективной составляющей в общий поток тепла. Если зона перед образованием трещинности имеет толщину  $z = h$  (рис. 45), первоначальный градиент температуры равен кондуктивному  $\gamma$ , а тепловой поток на поверхности  $z = 0$  составляет величину  $q$ , то после образования трещин в момент



Р и с. 44. Изменения теплового потока из мантии  $q_M$  как функция величины  $1/\sqrt{\tau}$ , где  $\tau$  — геологический возраст [Hamza, 1979]

Значения потока: 1 — для континентов (провинции Бассейнов и Хребтов и Сьерра-Невада), 2 — океанические; обработка данных методом наименьших квадратов: 3 — для океанов, 4 — для континентов

Р и с. 45. Модель гидротермальной циркуляции для трещиноватого слоя толщины  $h$  [Lachenbruch, Sass, 1977]

Пояснения см. в тексте

$t = 0$  грунтовые воды становятся нестабильными и начинается циркуляция. Поверхностный тепловой поток уменьшается над той областью, где происходит движение вниз, и возрастает над областями, где происходит движение вверх. Полный перенос тепла через трещиноватую зону можно учесть введением числа Нуссельта  $Nu > 1$  как множителя к коэффициенту теплопроводности.

При установившемся вертикальном переносе вещества уравнение теплового потока имеет вид [Карслоу, Егер, 1964]

$$\frac{\partial q}{\partial z} = -\frac{\rho' c' v}{\lambda} q,$$

откуда

$$q(z_1)/q(z_2) = \exp \Delta z/s,$$

где  $z_1, z_2, \Delta z$  — границы и толщина слоя, в котором происходит конвективный перенос тепла,  $s = \lambda/\rho' c' v$  имеет размерность расстояния, вдоль которого знак скорости не меняется. Лакенбрух и Сасс [Lachenbruch, Sass, 1977] приводят пример возрастания выноса тепла в направлении тока воды: при установившемся вертикальном токе со скоростью  $v = 0,3$  м/год через слой толщины  $\Delta z = h \sim 200$  м тепловой перенос будет увеличиваться в  $l^5 \sim 150$  раз. При потоке, идущем вниз с той же скоростью  $v, s$  отрицательно ( $s < 0$ ), и измеренный тепловой поток может оказаться ничтожным за счет явления циркуляции, если толщина проницаемых пород достигает нескольких сот метров.

Если половина трещиноватой площади подвержена восходящему потоку, а половина нисходящему, то число Нуссельта  $Nu$  можно представить как

$$Nu = \exp(h/l s) + \exp(-h/l s).$$

Влияние горячих источников и разгрузки может быть включено в  $Nu$ .

На глубине  $z = h$  в момент времени  $t$  первоначальная температура, обусловленная геотермическим градиентом, составляет  $\Theta_0^*(t)$  (см. рис. 45), а в момент включения циркуляции она изменяется до значения  $\Theta_0(t)$ , которое можно определить из равенства тепловых балансов:

$$Nu \cdot \lambda \cdot \Theta_0/h = \lambda \gamma = \gamma \Theta_0^*/h.$$

Тогда

$$\Theta_0 = \Theta_0^*/Nu$$

при установившемся режиме. Время, необходимое для установления режима, составляет  $t \sim h^2/Nu$ . Если  $Nu = 6$ , то время установления конвективного режима на порядок величины меньше времени установления кондуктивного режима. Для  $h \sim 400$  м время стабилизации  $t$  составляет 1000 лет, а для  $h \sim 4$  км получаем  $t \sim 10^5$  лет. Для более активных систем с высокими значениями чисел Нуссельта восстановление, вероятно, идет значительно быстрее. Если расстояние между трещинами  $l_1$  более толщины циркулирующего слоя ( $l_1 > h$ ), то время стабилизации будет функцией  $t(l_1)$ .

Величина тепловой аномалии  $\Delta q$  на поверхности может быть оценена как

$$\Delta q = -q(1 - 1/Nu) \operatorname{erf} \left( \frac{h}{\sqrt{4kt}} \right).$$

Таким образом, в одномерной модели гидротермальной системы при  $h = 2$  км, при региональном тепловом потоке  $q = 100$  мВт/м<sup>2</sup> и  $Nu = 5$  на ранних стадиях развития системы средний региональный поток должен достигать величины  $Nu \cdot q = 500$  мВт/м<sup>2</sup> и только по прошествии  $25 \cdot 10^3$  лет восстанавливаться до исходного.

Если циркуляция внезапно приостановлена, например в результате землетрясения или закрытия трещин, то возникает негативная аномалия  $\Delta q$ , которая будет существовать еще 0,5–3 млн. лет после прекращения циркуляции.

Несмотря на экстремальность этих примеров, они служат иллюстрацией тому, почему тепловой поток сильно варьирует в тектонически активных областях, где присутствуют гидротермальные системы. В свою очередь, знание регионального теплового потока служит лучшему пониманию условий, при которых могут генерироваться гидротермальные системы как на континентах, так и на океанах.

## ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ДВУМЕРНЫХ ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ К ПОСТРОЕНИЮ МОДЕЛИ ЗОНЫ ЗАВАРИЦКОГО–БЕНЬОФА

### Характеристика зон

Как известно, зона Заварицкого–Беньофа характерна для области перехода океанической литосферы в континентальную. В этой зоне наблюдаются глубокофокусная сейсмичность, островной вулканизм и выраженный профиль теплового потока с минимальным значением на океанической части и повышенным в области окраинных морей за островной дугой. Это области Курило-Камчатской, Японской, Алеутской, Марианской и других островных дуг, Чилийского и Мексиканского желобов [Uyeda, 1977].

Широко известны схемы-планшеты, представляющие эти зоны в виде опускающегося под континент слэба или куска твердой холодной литосферы. Эти представления укладываются в описания двумерных моделей, и применение численного метода, изложенного в гл. I, будет рассмотрено ниже. Обычно такая зона изображается в виде прямоугольника, правая и левая части которого характеризуются стационарными океаническими и континентальной геотермами.

В качестве примера рассмотрим Мексиканский вулканический пояс, для которого высказаны предположения относительно развития здесь процесса субдукции, но не построено тепловой модели.

### Область Мексиканского вулканического пояса

В этой области ясно выражена глубинность очагов землетрясений. Они распределяются в коре и мантии вплоть до глубины 200–300 км (рис. 46) при уровне сейсмичности в 6–7 баллов. Зона Заварицкого–Беньофа обладает особыми чертами. Система субпараллельных разломов рассматривается как следствие процесса субдукции. На основе имеющихся сейсмологических данных Хануш и Ванек [Hanus, Vanek, 1978] оценивают геометрические параметры опускающейся плиты в зоне между 11 и 21° с.ш. и между 90 и 110° з.д. и предполагают, что максимальная глубина, достигаемая холодной плитой, не превышает 300 км. Отличительной особенностью этой зоны является угол падения, который в направлении к югу. меняется от 22° в северной части хребта Тетиуантепек до 45° южнее него. Согласно гравиметрическим данным толщина коры под Мексиканским вулканическим поясом (МВП) достигает 50 км.

Геотермальная активность проявляется в высокотемпературных месторождениях термальных вод. Температура ряда источников достигает 140–300°С. В Сьерра-Прието уже действует геотермальная электростанция. Имеются сведения, что тепловой поток возрастает с расстоянием от оси желоба и достигает в МВП последовательно значений от 58,2 до 108,2 мВт/м<sup>2</sup> по профилю ABCDE (см. рис. 47), а в океане – 33,3 мВт/м<sup>2</sup> в желобе Акапулько. Тепловой поток на океанических участках имеет примерно такой же порядок, как и в желобе Акапулько [Любимова, Проль, 1980].

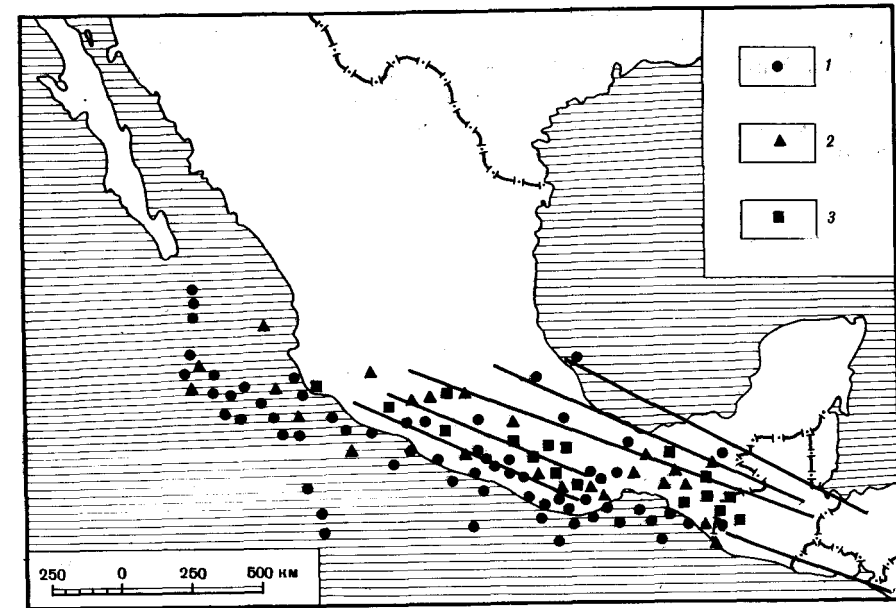


Рис. 46. Сейсмичность Южной Мексики

Землетрясения с глубиной очага, км.: 1 – 0–70, 2 – 70–140, 3 – более 140; прямые дают систему разрывов, вызванных субдукцией

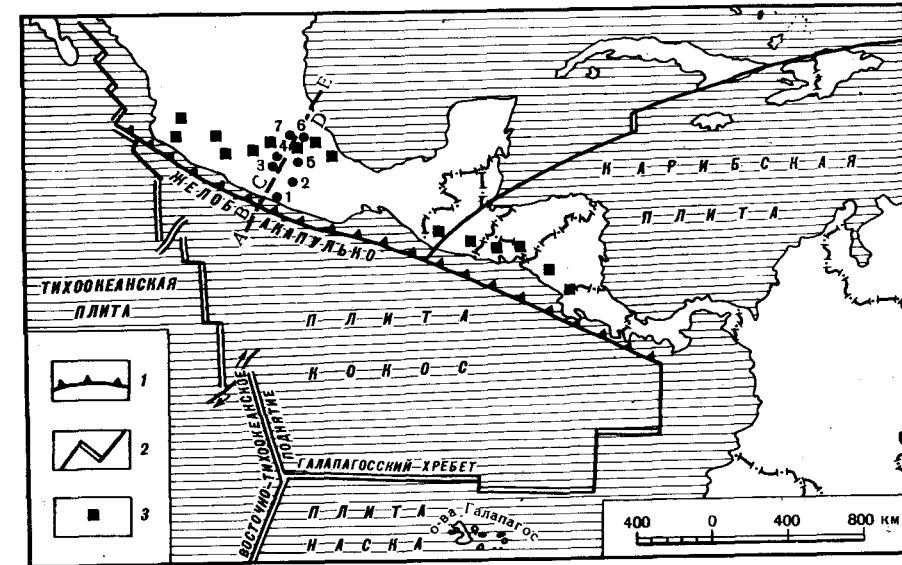


Рис. 47. Размещение вулканов и теплового потока

1 – ось желоба Акапулько; 2 – трансформные разломы; 3 – вулканы. Цифрами обозначены точки со следующими значениями теплового потока, в мВт/м<sup>2</sup>: 1 – 41,20; 2 – 32,96; 3 – 74,16; 4 – 74,16; 5 – 65,92; 6 – 82,4; 7 – 90,64 [Blackwell et al., 1977]. ABCDE – профиль, для которого строится геометрическая модель разреза

Вулканическая деятельность сосредоточивается в поясе, субпараллельном оси желоба (рис. 47), на расстоянии 100–200 км от нее. Исследуемая область МВП относится к Центральноамериканскому массиву, который представляет собой южное продолжение Северо-Американской платформы. С тихоокеанской стороны мексиканский перешеек опоясывается Центральноамериканским глубоководным желобом, часть которого в изучаемой нами области носит название желоба Акапулько и достигает глубины свыше 5000 м.

В Мексике хорошо выделены два пояса вулканизма: щелочный и андезитовый [Hanus, Vanek, 1978]. В МВП находятся следующие вулканы: Себорукко, Колима, Парикутин, Хорульо, Попокатепетль, Орисаба и Тустла. Их распределение имеет связь с системой разломов, которые в районе пояса можно разделить на две взаимно перпендикулярные системы с направлениями СЗ–ЮВ и ЮЗ–СВ. Большинство вулканических проявлений приурочено к зоне пересечения разломов.

### Построение исходной геотермической модели

На основе приведенных геолого-геофизических данных мы предлагаем модель разреза МВП вдоль профиля, проходящего по центральной части Мексики: от Акапулько на западном берегу Мексики, до Тукспан на берегу Мексиканского залива. На рис. 47 этот профиль показан линией *ABCDE*. Разрез начинается в Тихом океане за 400 км от оси желоба Акапулько и кончается в Мексиканском заливе в 180 км от берега. В точках *A* и *E* постулируется невозмущенный тепловой режим. Распределение температуры на глубине ограничено одномерной геотермой, и на глубине 500 км  $T = 1400^\circ\text{C}$ . Этот разрез перпендикулярен желобу и пересекает МВП вблизи действующего вулкана Попокатепетль. Кроме того, имеющиеся профили по гравиметрии и тепловому потоку тоже были построены по этому разрезу. Итак, на правой и левой границах мы имеем одинаковые граничные условия невозмущенной океанической литосферы. Граничное распределение температуры на глубине взято из работы Хасебе с соавторами [Hasebe et al., 1970].

В модели используются средние величины для теплопроводности  $\lambda$  и генерации тепла  $\mathcal{H}$  в океанической коре и верхней мантии:  $\lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-3}$ ,  $\mathcal{H}_1 = 1,1 \cdot 10^{-13}$  и  $\lambda_2 = 8 \cdot 10^{-3}$ ,  $\mathcal{H}_2 = 0,25 \cdot 10^{-13}$  кал/см<sup>3</sup>·с. Генерация тепла в верхней части континентальной коры Мексики была определена по средней величине всех имеющихся значений содержания U, Th и K в породах, слагающих кору южной части Мексики: U = (1,17–2,42) · 10<sup>-6</sup> г/г, Th = (5,45–7,97) · 10<sup>-6</sup> г/г, K = (1,91–1,23)%. Генерация тепла равна 0,93–2,03 мВт/м<sup>3</sup> ((2,2–4,3) · 10<sup>-13</sup> кал/см<sup>3</sup>·с) [Pal et al., 1976].

На верхней границе опускающейся плиты дополнительное тепло выделяется за счет трения, как предполагают некоторые авторы [McKenzie, Sclater, 1968; Molnar, Sykes, 1969; Turcotte, Shubert, 1973; Shubert, 1972; Karig et al., 1978]. Любимова, Проль [1980] считают, что дополнительное выделение тепла постоянно до определенной глубины. Вследствие того что вязкость сильно падает, когда температура превышает температуру плавления [Turcotte, Oxburgh, 1969], выделение тепла уменьшается и ширина зоны трения увеличивается. Разделяем зону выделения

тепла на две части. Для верхней (ширина 10 км, глубина 100–180 км), имеющей высокое выделение тепла, мы используем величину, рассчитанную Хасебе с соавторами [Hasebe et al., 1970]: 6,20 мВт/м<sup>3</sup> ( $1,75 \cdot 10^{-12}$  кал/см<sup>3</sup>). Для нижней части выделение тепла в 10 раз меньше и зона трения расширяется.

Холодная опускающаяся плита моделируется нами как зона стока тепла. Мы вводим представление о поглощении тепла в области, занятой холодной плитой, в соответствии с расчетами Хасебе с соавторами [Hasebe et al., 1970]. Остывающая погружающаяся плита поглощает тепло; это вызывает возмущение ее термического режима.

Особенностью рассматриваемой модели теплопереноса явилось предположение о значительном тепломассопереносе и соответствующей высокой величине эффективной теплопроводности (в 10 раз больше, чем в окружающей мантии) для разломной зоны литосферы, находящейся над областью частичного плавления в нижележащей астеносфере. Это моделирует проникающую и гидротермальную конвекцию в результате вертикального движения расплавленного материала через высокопроницаемую зону, разрушенную разломами. Анализ влияния разломов на усиление гидротермальной циркуляции представлен в работе Хануша и Ванека [Hanus, Vanek, 1978].

Аппроксимируя реальный геотермический разрез схематическим двумерным разрезом, следует иметь в виду, что при любом уровне развития численных методов и вычислительной техники приходится выбирать между желанием учесть всю сложность природных условий и необходимостью упрощения прямой задачи геотермики до такой степени, чтобы ее решение могло быть практически получено.

### Математическое моделирование

Как известно, геотермический разрез характеризуется в общем случае распределениями таких теплофизических параметров, как теплопроводность  $\lambda$  и плотность тепловыделения  $f$  в каждой точке, а также особенностями поверхности рельефа и подъема расплавленной магмы. Выше была показана возможность применения известного численного метода конечных разностей (метода сеток) [Любимова, Любошиц, 1975; Lubimova et al., 1976; Любошиц, 1976, 1977] к расчету на ЭВМ таблицы приближенных значений температуры на дискретном множестве узлов равномерной прямоугольной сетки в двумерной области достаточно произвольной геометрии (внешняя и внутренние границы согласованы с сеткой, т.е. пересекают ее только в узлах). Погрешность сеточного решения при точных граничных условиях является малой величиной порядка квадрата шага сетки, вертикальный градиент определяется с погрешностью порядка шага сетки. При заданных внешних размерах сетки время счета обратно пропорционально кубу шага сетки. Можно пренебречь погрешностью, обусловленной переносом граничных условий с бесконечности на вертикальные боковые границы сеточной области, если горизонтальный размер сетки равен вертикальному либо превосходит его максимум в два–пять раз. Уже при 64 шагах сетки по каждому направлению погрешность расчета, оцениваемая по принципу Рунге, не превышает 0,5%.

Ввиду известной неоднозначности обратной задачи геотермики следует установить какие-то пределы детализации реального разреза. Вместо произвольного кусочно-дифференцируемого распределения параметров изучаемых сред достаточно рассмотреть двумерное кусочно-постоянное распределение. Изучаемые объекты аппроксимируются одной или несколькими трапециями с горизонтальными основаниями, в частности прямоугольниками либо треугольниками. Такое двумерное распределение позволяет отчетливо выделить основные эффекты, связанные с неоднородностью распределения параметров среды.

Для сокращения этапа подготовки данных разработан лаконичный язык описания моделируемого разреза, использующий общепринятые геофизические термины (локальная неоднородность по теплопроводности или плотности тепловыделения, горизонтальная граница раздела различных сред и т.д.). Если в разрезе нет каких-либо границ или объектов, то соответствующая информация о них дается произвольно. Это облегчает перебор моделей при проведении массовых расчетов, так как часто достаточно сменить всего одно число для перехода к следующей модели.

Расчет проводился на сетке размером  $79h_x \times 50h_y$ , где шаг по горизонтали  $h_x = 20$  км, шаг по вертикали  $h_y = 10$  км. Наклон диагонали ячейки совпадает с наклоном зоны субдукции.

В ходе проведенных вычислений и анализа получающихся профилей поверхностного теплового потока мы методом подбора проводили последовательное уточнение математической модели для внутреннего строения литосферы Мексиканской континентальной плиты.

#### Численное моделирование. Исходные параметры

Геотермический разрез Мексики представлен как горизонтально-слоистый разрез  $H$  с локальными включениями  $L$ , обладающими теплопроводностью  $\lambda$  и плотностью тепловыделения  $f$ . Параметры слоев (если соответствующие параметры астеносферы приняты за 1) имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \lambda_1^H &= 59; & \lambda_2^H &= 59; & \lambda_3^H &= 1; \\ f_1^H &= 44; & f_2^H &= 40; & f_3^H &= 2. \end{aligned}$$

Мощности слоев  $l_1 = 10$ ,  $l_2 = 90$  и  $l_3 = 400$  км. В верхнем слое имеется одно прямоугольное локальное включение ( $\lambda_1^L = 0,3$ ,  $f_1^L = 100$ ), в среднем слое — два локальных включения ( $\lambda_{2,3}^L = 10$ ,  $f_{2,3}^L = 40$ ). Зона субдукции в нижнем слое представлена двумя локальными включениями, каждое из которых состоит из двух зон. Соответственно

$$\begin{aligned} \lambda_4^L &= 59, & f_4^L &= 40; \\ \lambda_5^L &= 59, & f_5^L &= 1000; \\ \lambda_6^L &= 59, & f_6^L &= 40; \\ \lambda_7^L &= 59, & f_7^L &= 100. \end{aligned}$$

#### Результаты моделирования для Мексиканского вулканического пояса

Основные результаты, полученные при анализе имеющихся геотермических данных для МВП и прилегающих территорий, представлены на рис. 48–50. На них приведены варианты двумерной тепловой модели для внутреннего разреза Мексиканской литосферы и профиль теплового потока на поверхности Земли для разреза  $ABCDE$  (см. рис. 47), рассчитанный по схеме рис. 11 [Любимова, Проль, 1980].

Рассчитанный тепловой поток имеет минимальную величину  $0,9 \times 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с на океанической стороне от оси желоба и возрастает с

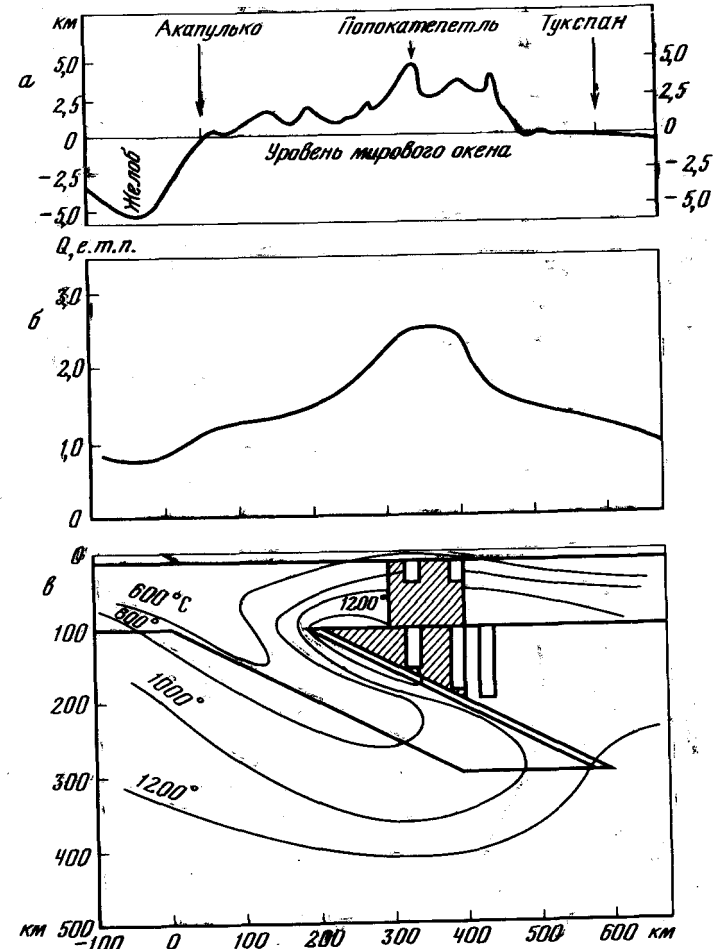
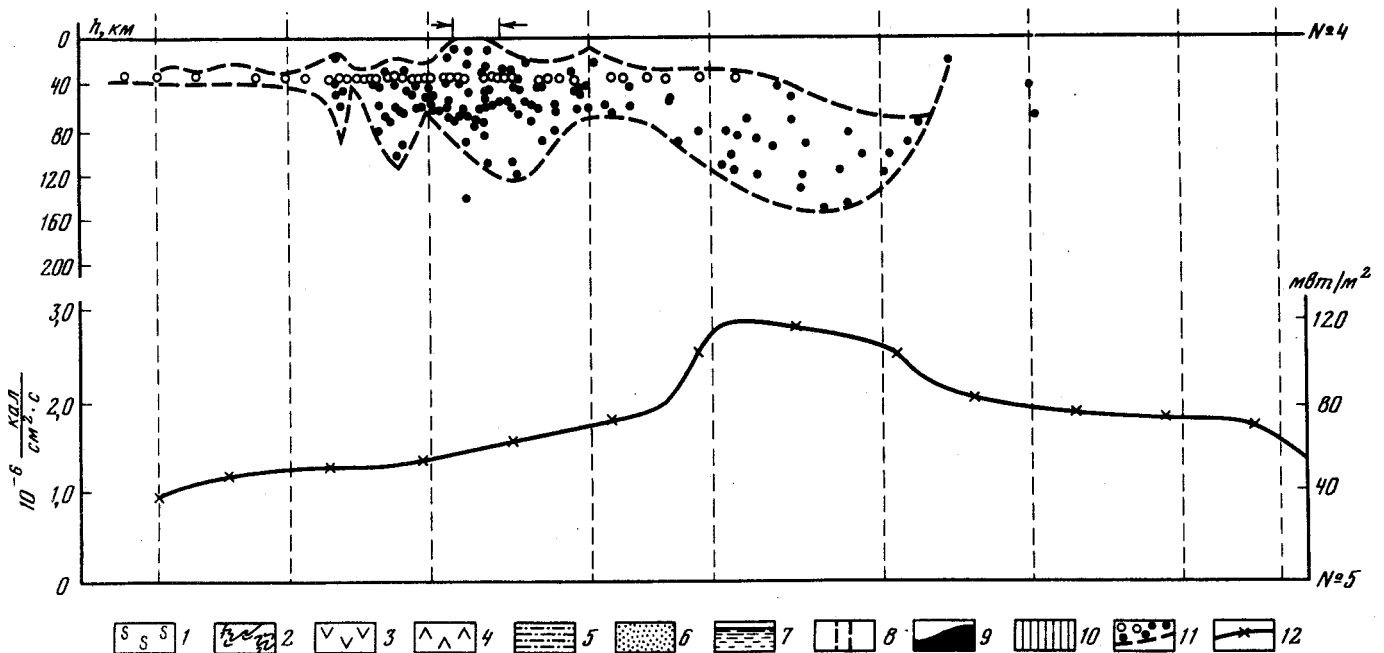
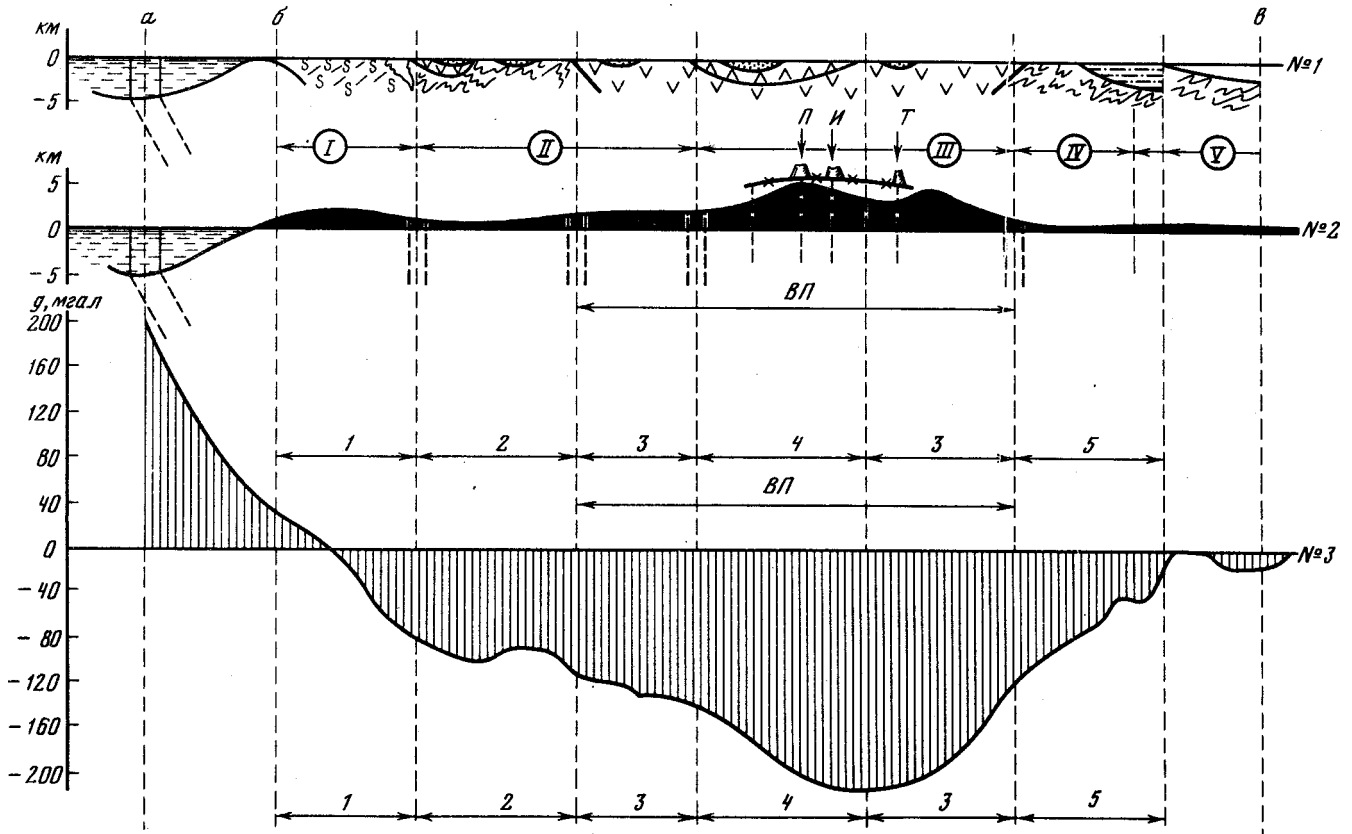
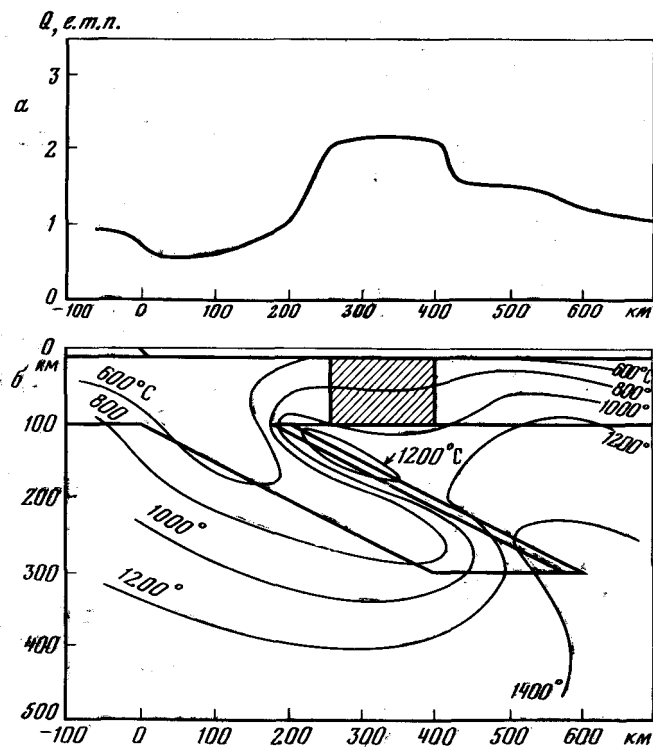


Рис. 48. Рельеф (а), кривая теплового потока (б) и геотермы литосферы (в) разреза  $ABCDE$  (см. рис. 47) для зоны субдукции Южной Мексики, построенные с учетом внедренных блоков повышенной проницаемости земной коры (заштриховано) и колонн магматического расплава при температурах плавления (не заштриховано):  $800^\circ\text{C}$  (верхние колонны) и  $1200^\circ\text{C}$  (нижние колонны)

Расчет соответствует геотермической схеме рис. 11



Р и с. 49. Профили по разрезу: желоб Акапулько – Тукспан (Мексика): геолого-морфологический (№ 1), топографический (№ 2), гравиметрических аномалий в редукции Буге (№ 3), распределения очагов землетрясений по глубине (№ 4) и теплового потока (№ 5)  
 1 – докембрийский метаморфический комплекс; 2, 3 – ларамиды; 4 – кайнозойские лавы; 5 – плейстоценовые лавы; 6 – осадочные породы; 7 – морская вода желоба; 8 – глубинные разломы; 9 – осредненный профиль рельефа; 10 – гравитационная аномалия; 11 – очаги землетрясений (пустые кружки соответствуют событиям с условно определенными координатами), 12 – тепловой поток  
 Современные вулканы: П – Попокатепетль, И – Истасиуатль, Т – Тустла. Арабскими цифрами обозначены блоки основных структур: 1 – сводово-глыбовое поднятие горной системы Южной Сьерра-Мадре, 2 – впадина Балсае, 3 – вулканические нагорья, 4 – наиболее молодые вулканы, 5 – шельф Мексиканского залива. Положение: а – оси желоба Акапулько, б – оси хребта Сьерра-Мадре, в – Карибского моря  
 Римскими цифрами обозначены главнейшие блоки, ВП – вулканический пояс



Р и с. 50. Кривая теплового потока (а) и геотермы литосферы (б) разреза ABCDE (см. рис. 47 и 48), построенные с учетом области интенсивного теплопереноса (заштриховано)

Эффективная теплопроводность проницаемого блока в 10 раз выше теплопроводности окружающих пород. Блок проницаемой литосферы введен на основании данных космической съемки о разбитости земной коры глубинными перекрывающимися разломами

расстоянием от оси желоба на континентальной стороне, достигая величин  $2,0 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с в области гидротермальной активности и  $2,6 \times 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с в среднем для района современного вулканизма. Затем тепловой поток уменьшается, но сохраняет высокие значения ( $1,8 \times 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с) до расстояния 600 км от оси желоба, после чего его величина резко падает до  $1,0 \cdot 10^{-6}$  кал/см<sup>2</sup>·с.

Распределение температуры по глубине указывает на наличие зоны плавления на глубине 180 км под районом современного вулканизма. Изотерма 1200 °С поднимается до глубины 80 км на расстоянии 500 км и до глубины 110 км на расстоянии 220 км от оси желоба. Опускающаяся плита остается холодной. Изотерма 800 °С углубляется почти до 180 км на расстоянии 300 км от оси желоба.

Значения теплового потока, рассчитанные на основе термической двумерной модели с учетом выделения энергии трения и поглощения тепла, а также эффективной повышенной теплопередачи в зоне проницаемой коры, над зоной Заварицкого—Беньофа имеют форму, типичную для областей типа "островная дуга — желоб", так же, как это имеет место

в других подобных системах. Измеренный тепловой поток минимален в зоне желоба и возрастает с континентальной стороны вдоль разреза, перпендикулярного оси желоба.

Полученные в результате теоретического рассмотрения двумерной тепловой модели МВП поверхностные характеристики и геотермальный потенциал типичны для зон субдукции. Рассчитанный тепловой поток имеет минимальную величину на океанической стороне от оси желоба, согласующуюся с наблюдениями, и возрастает с увеличением расстояния от оси желоба на континентальной стороне, достигая 83,2 мВт/м<sup>2</sup> в области гидротерм и 74,9 мВт/м<sup>2</sup> на расстоянии 600 км от оси желоба и затем падает до 41,6 мВт/м<sup>2</sup>. Распределение температуры указывает на наличие зоны плавления на глубине 160–180 км под районом современного вулканизма, где обнаружен слой низких скоростей (7,5 км/с).

В заключение можно сделать следующие выводы. Значения теплового потока, рассчитанные на основе термической двумерной модели с учетом выделения энергии трения и поглощения тепла, а также эффективной теплопередачи в раздробленной зоне проницаемой коры, над зоной Заварицкого—Беньофа имеют форму, типичную для областей типа "островная дуга — желоб", так же как это имеет место в других подобных системах. Согласно теоретической модели тепловой поток должен быть минимален в зоне желоба и возрастать с континентальной стороны вдоль разреза, перпендикулярного оси желоба.

Выполненное теоретическое моделирование двумерного теплового поля по разрезу через Мексиканский вулканический пояс привело к выводу, что поверхностные и глубинные характеристики геотермального поля этого пояса могут быть подобраны так, чтобы соответствовать процессу субдукции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии сделана попытка отразить состояние разработок численных моделей теплового поля Земли и степень возможности учета неоднородностей и динамики Земли современными вычислительными средствами.

Температурный фактор становится слишком важным, чтобы им пренебрегать даже при изучении, казалось бы, чисто механических явлений разрушения, происходящих при землетрясениях. В науках о Земле постепенно достигается понимание определяющей и контролирующей роли температуры и источников тепла в важнейших процессах развития земной коры, литосферы и Земли в целом. С температурным ходом теснейшим образом связаны реологические свойства, определяющие степень пластичности, текучести, деформируемости вещества земных недр, а следовательно, и степень динамичности происхождения и эволюции тектонических движений.

Не углубляясь так далеко, можно отметить, что уже для свойств земной коры установлена настоятельная необходимость разобраться в сопоставимости геотерм, построенных тем или иным способом. Однако различие в методологии оценки температурного разреза коры приводит к существенным разногласиям. Накопление сейсмических данных и данных о раздробленности коры и литосферы, на блоки, о строении земной коры подтолкнуло к развитию новой методологии расчета температур, а именно к развитию численного метода построения двумерных моделей.

В монографии суммированы задачи теоретической геотермики и интерпретации геотермических данных в нескольких разных областях, в которых на сегодняшний день проявилась потребность развития вычислительных методов, и отражены подходы к этим проблемам. Насколько оказалось возможным, авторы пытались изложить свои результаты на фоне общего, подчас еще противоречивого хода событий, отражающих становление и развитие новых подходов в теоретической геотермике.

При двумерном сеточном моделировании разрезов коры и литосферы, включающей неоднородности теплофизических свойств, генерации тепла, различной геометрии интрузий, на примерах показано влияние таких включений на формирование аномалий теплового потока. Изучено влияние магматических каналов, топографических неоднородностей на тепловой поток для важнейшего вида геологических структур на дне океана, в континентальных рифтах, в зонах, переходных от океана к континенту, вблизи разломов. Получены величины поправок на влияние различной геометрии осадочных впадин: прямоугольных, трапециевидных, треугольных — при локальных включениях неоднородностей, теплопроводности и генерации (таких же форм).

Проведено сравнение случаев выхода неоднородностей на поверхность

и их погруженного положения, что принципиально важно для усовершенствования методов и повышения разрешающей способности терморазведки. Рассчитано поле теплового потока над сложным образованием типа лунного маскона путем комбинации различных сеточных вариантов.

Ввиду определяющей роли источников тепла специальное внимание уделено современной дискуссии о моделях радиоактивной генерации и ее роли в формировании теплового потока на поверхности, оценкам вклада верхней и нижней коры и верхней мантии в тепловой поток. При изучении фонового и редуцированного теплового потока затронуты проблемы тепловой модели литосферы.

В связи с дискуссией о вкладе других источников тепла в тепловой поток уделено внимание современным моделям первоначальной температуры и формированию глобального теплового поля Земли с учетом новейших данных трех типов: 1) о тепловой роли удара тел, падавших на поверхность первоначальной планеты, 2) о существенном участии конвекции в процессах переноса тепла и 3) о возможной роли химических процессов, идущих в ядре. Учет этой серии данных представлен новым численным алгоритмом, позволяющим гармонично учесть в единой схеме эволюции Земли столь различную информацию и отразить ее влияние на значения плотности поверхностного теплового потока. Достигнута значительная детальность численного моделирования теплового поля вблизи поверхности при большом размельчении шага по времени и пространству.

Изложением независимого подхода к оценке температуры земных недр по физическим реперам показана дискуссионность эволюционных моделей, предполагающих слишком высокие температуры (в сравнении с этим подходом), тем самым ставится вопрос о поиске путей согласования. Одним из них является возможность учета проницаемости литосферы, разбитой разломами. В частности, показано, что плохо проницаемая литосфера способствует удержанию в недрах накопленного в процессе эволюции тепла даже при наличии интенсивной мантийной конвекции. Только очень существенное увеличение проницаемости литосферы в течение последних сотен миллионов лет развития Земли способно резко снизить температуру недр так, что процесс нагревания или пребывания в равновесном состоянии может смениться процессом остывания верхней мантии.

Обсуждены численные модели глобальных геотерм обобщенной литосферы, полученные на основе сферического гармонического анализа поверхностного поля теплового потока. Проиллюстрированы подходы к комплексной интерпретации доступных поверхностных полей совместно с тепловым на основе предположения о некотором едином механизме внутренних процессов (а именно о глобальном процессе конвекции) и на основе гипотезы о локальном возмущающем источнике. Показано, что при первом подходе устанавливается теснейшая связь теплового поля с реологическим состоянием Земли, тогда как второй хорош при истолковании некоторых локальных аномалий, но не дает прямой связи между тепловым потоком и вязкостью.

На численных примерах отдельных задач рассмотрены численные тепловые модели широко обсуждаемых явлений конвекции и дифференциации "горячих точек", экстремальных потерь энергии над срединно-океаническими хребтами и при некоторых типах гидротермальной циркуляции и

вертикальной интрузии, а также следующие отсюда численные модели рельефа океанических хребтов, учитывающие процесс термического расширения. При этом рассматривается различное истолкование зависимости теплового потока на хребтах от возраста структур.

Как пример согласования различных полей на основе единой тепловой модели впервые обсуждено внутреннее температурное строение региона предполагаемой субдукции Южной Мексики. К сожалению, недостаточность наблюдаемых данных и отсутствие реальной динамики в этой модели ограничивают ее применение. Но даже в изложенном варианте пертого приближения эта модель иллюстрирует ключевую роль тепловых моделей для понимания всех процессов в зонах перехода от океана к континенту.

Все затронутые в монографии (может быть, несколько разнородные) задачи и попытки их решения показывают назревшую необходимость перспективного внедрения современной вычислительной техники в решение проблем геотермики. Совершенствуя численные модели, можно добиться лучшего согласования различных подходов к моделям теплового поля Земли.

## ЛИТЕРАТУРА

- Артюшков Е.В. Геодинамика. М.: Наука, 1979. 327 с.
- Белоусов В.В. Основы геотектоники. М.: Недра, 1975. 262 с.
- Белоусов В.В. Эндогенные режимы материков. М.: Недра, 1978. 232 с.
- Березин И.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. М.: Физматгиз, 1962. Т. 2. 640 с.
- Булашевич Ю.П., Хачай Ю.В. О связи выделения аргона и гелия из мантии с термической эволюцией Земли. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 7, с. 3–9.
- Виноградов А.П. Химическая эволюция Земли. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 89 с.
- Витязев А.В. Об энергии гравитационной дифференциации в Земле. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1973, № 10, с. 86–88.
- Витязев А.В., Маева С.В. Модель ранней эволюции Земли. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 2, с. 3–11.
- Геофизика океана. М.: Наука, 1979. Т. 2. Геодинамика. 415 с.
- Гордиенко В.В. Тепловые аномалии геосинклиналей. Киев: Наук. думка, 1975. 139 с.
- Городницкий А.М., Сорохтин О.Г. Карта мощностей океанических литосферных плит. — В кн.: Тектоника литосферных плит. М.: Ин-т океанологии АН СССР, 1977, с. 103–108.
- Грин Д., Рингвуд А. Петрология верхней мантии. М.: Мир, 1968. 335 с.
- Жарков В.Н. Температура плавления оболочки Земли и железа при высоких давлениях. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, № 3, с. 465–470.
- Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. М.: Наука, 1978. 191 с.
- Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968. 311 с.
- Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
- Кадик А.А., Френкель М.Я. Декомпрессия пород коры. М.: Наука, 1982. 119 с.
- Калинин В.А., Сергеева Н.А. Пределы распределения плотности во внешнем ядре Земли. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1975, № 8, с. 3–11.
- Калинин В.А., Сергеева Н.А. Вариации внутреннего строения Земли, обусловленные ее эволюцией. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 5, с. 3–16.
- Карслоу Г.С., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
- Кусков О.Л., Хитаров Н.И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Наука, 1982. 277 с.
- Кутас Р.И. Поле тепловых потоков и термическая модель земной коры. Киев: Наук. думка, 1978. 147 с.
- Кутас Р.И., Гордиенко В.В. Тепловое поле Украины. Киев: Наук. думка, 1971. 140 с.
- Кутас Р.И., Смирнов Я.Б. Карта теплового потока Европейской части СССР. — В кн.: Глубинный тепловой поток европейской части СССР. Киев: Наук. думка, 1974, с. 143–185.
- Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1965. 716 с.
- Левин Б.Ю., Маева С.В. О термической истории Земли. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, № 2, с. 3–12.
- Лутц Б.Г. Петрология глубинных зон континентальной коры и верхней мантии. М.: Наука, 1974. 304 с.
- Лыков А.В. Теплообмен: справочник. М.: Энергия, 1972. 560 с.
- Лысак С.В., Зорин Ю.А. Геотермическое поле Байкальской рифтовой зоны. М.: Наука, 1976. 92 с.
- Любимова Е.А. Влияние радиоактивного распада на термическую историю Земли. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1952, № 1, с. 3–14.
- Любимова Е.А. Распределение термоупругих напряжений в недрах Земли и скорость их накопления. — Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1963, № 3, с. 385–390.

- Любимова Е.А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
- Любимова Е.А. Разработка геотермических моделей. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 1, с. 40–52.
- Любимова Е.А. Тепловой поток из коры и верхней мантии. — В кн.: Тектоносфера Земли. М.: Наука, 1978, с. 374–390.
- Любимова Е.А. Тепловой поток из коры и мантии европейской части СССР. — В кн.: Экспериментальные и теоретические изучения теплового потока. М.: Наука, 1979, с. 3–17.
- Любимова Е.А., Любошиц В.М. Влияние термических неоднородностей коры на тепловой поток. — В кн.: Исследования теплового и электромагнитного полей в СССР. М.: Наука, 1975, с. 49–55.
- Любимова Е.А., Никитина В.Н., Томара Г.А. Тепловые поля внутренних и окраинных морей СССР: Состояние наблюдений и теория интерпретации двумерных неоднородностей. М.: Наука, 1976. 222 с.
- Любимова Е.А., Проль Р.М. Геотермическая модель Мексиканского вулканического пояса. — Вулканология и сейсмология, 1980, № 5, с. 33–39.
- Любошиц В.М. Численное решение прямой задачи геотермики. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 9, с. 115–119.
- Любошиц В.М. Численное решение прямых задач геотермики и электроразведки: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1977. 24 с.
- Мазицкий В.А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
- Маева С.В. Термическая история Земли. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1967, № 3, с. 3–14.
- Маева С.В. Тепловая история Земли с железным ядром. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 1, с. 3–12.
- Парфенюк О.И. Об алгоритме численной модели термической истории Земли. — В кн.: Геотермометры и палеотемпературные градиенты. М.: Наука, 1981, с. 135–142.
- Пейве А.В., Ружениев С.В., Трифонов В.Г. Тектоническая расчлененность и задачи изучения литосферы континентов. — Геотектоника, 1983, № 1, с. 3–13.
- Поляк Б.Г., Смирнов Я.Б. Связь глубинного теплового потока с тектоническим строением континентов. — Геотектоника, 1968, № 4, с. 93–107.
- Поляк Б.Г., Толстихин И.Н., Якуцени В.П. Изотопный состав гелия и тепловой поток — геохимический и геофизический аспекты тектогенезиса. — Геотектоника, 1979, № 5, с. 3–23.
- Рокитянский И.И. Исследование аномалий электропроводности методом магнито-вариационного профилирования. Киев: Наук. думка, 1975. 279 с.
- Рускол Е.А. Происхождение Луны. М.: Наука, 1975. 188 с.
- Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
- Сафронов В.С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
- Сафронов В.С., Витязев А.В., Маева С.В. О первоначальной истории Земли. — Геохимия, 1978, № 12, с. 1763–1769.
- Северина Н.С. Нестационарное тепловое поле в движущейся среде над мантийным плюмом. — В кн.: Экспериментальное и теоретическое изучение тепловых потоков. М.: Наука, 1979, с. 212–217.
- Смирнов Я.Б. Связь теплового поля со строением и развитием земной коры и верхней мантии. — Геотектоника, 1968, № 6, с. 327–341.
- Смыслов А.А., Моисеенко У.И., Чадович Т.З. Тепловой режим и радиоактивность Земли. Л.: Недра, 1979. 190 с.
- Соллогуб В.Б., Чекунов А.В. Глубинное строение и эволюция земной коры. — В кн.: Проблемы физики Земли на Украине. Киев: Наук. думка, 1975, с. 118–142.
- Строение земной коры Центральной и Юго-Восточной Европы. Киев: Наук. думка, 1971. 286 с.
- Суетнова Е.И., Любимова Е.А. Изолинии глубинных температур по результатам сферического гармонического анализа данных теплового потока. — В кн.: Геотермометры и палеотемпературные градиенты. М.: Наука, 1981, с. 153–156.
- Тепловой режим недр СССР. М.: Наука, 1970. 224 с.
- Тихонов А.Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры. — Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1937, № 3, с. 431–459.
- Тихонов А.Н., Любимова Е.А., Власов В.К. Об эволюции зон плавления в термической истории Земли. — Докл. АН СССР, 1969, т. 188, № 2, с. 192–195.
- Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. 4-е изд. М.: Наука, 1972. 735 с.
- Толстихин И.Н., Друбецкой Е.Р. Изотопные отношения  $He^3/He^4$  в порках земной коры. — Геохимия, 1975, № 8, с. 218–221.
- Трубицын В.П. Конвекция в мантии. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1981, № 3, с. 52–61.
- Хайн В.Е. Общая геотектоника. 2-е изд. М.: Недра, 1973. 510 с.
- Хайн В.Е. Региональная геотектоника. М.: Наука, 1974. Т. 1. 567 с.
- Чекунов А.В. Структура земной коры и тектоника юга Европейской части СССР. Киев: Наук. думка, 1972. 176 с.
- Чекунов А.В., Соллогуб В.В. Земная кора — вопросы структуры и эволюции. — Геофиз. журн., 1979, т. 1, с. 159–167.
- Чермак В. Термическая модель литосферы и карта мощности литосферы на территории СССР. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 7, с. 25–38.
- Akimoto S., Fujisawa H.J. Demonstration of the electroconductivity jump. — J. Geophys. Res., 1968, vol. 73, N 4, p. 73–91.
- Anderson D.L. Chemical plumes in the mantle. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1975, vol. 86, N 11, p. 1593–1600.
- Anderson O.L. The temperature profile of the upper mantle. — J. Geophys. Res., 1980, vol. 85, N B12, p. 7003–7010.
- Birch F. Conductive heat flow anomalies over a hot spot in a moving media. Ibid., 1965a, vol. 80, N 32, p. 4417–4424.
- Birch F. Energetics of core formation. — Ibid., 1965b, vol. 70, N 24, p. 6217–6221.
- Blackwell D.D. Heat flow in the Southern Mexico. N.Y.: Am. Geophys. Un., 1977.
- Cermak V. Temperature-depth profiles in Czechoslovakia. — Tectonophysics, 1975, vol. 26, N 1/2, p. 103–120.
- Chapman D., Pollack H. Regional geotherms and lithosphere thickness. — Geology, 1975, vol. 5, N 3, p. 391–398.
- Davies G.F. Thermal histories of convection Earth and constraints on radiogenic heat production in the Earth. — J. Geophys. Res., 1980, vol. 85, N B5, p. 2517–2530.
- De la Cruz S. Convection with internal heat generation: M. Sci. diss./Dep. of Phys. Univ. of Toronto, 1978.
- Dziewonski A.M., Hales A.L., Lapwood E.R. Parametrically simple Earth models consistent with geophysical data. — Phys. Earth and Planet. Inter., 1975, vol. 10, N 1, p. 12–48.
- Girdler R.W., Evans T.R. Red Sea heat flow. — Geophys. J.R. Astron. Soc., 1977, vol. 51, N 1, p. 245–251.
- Grough S.T. Hot spot epeirogeny. — Tectonophysics, 1979, vol. 61, N 1/3, p. 321–333.
- Hamza V.M. Variation of continental mantle heat flow with age: Possibility of discriminating between thermal models of the lithosphere. — Pure Appl. Geophys., 1979, vol. 117, N 112, p. 65–74.
- Hanus V., Vanek J. Morphology of the Andean Wadati-Benioff zone, andesitic volcanism and tectonic features of the Nasca plate. — Tectonophysics, 1978, vol. 44, N 114, p. 65–77.
- Hasebe K., Fujii N., Uyeda S. Thermal processes under island arcs. — Ibid., 1970, vol. 10, N 1/3, p. 335–355.
- Hayaschi C., Nakazawa K., Mizuno H. Dynamics of orogen of planets. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1979, vol. 43, N 1, p. 22–28.
- Jaeger J.C. Heat flow and radioactivity in Australia. — Earth and Planet. Sci. Lett., 1970, vol. 8, N 4, p. 285–292.
- Karig D.E., Caldwell R.K., Moore D.G., Moore G.F. Late cenozoic subduction and continental margin truncation along northern Middle-America trench. — Bull. Geol. Soc. Amer., 1978, vol. 89, N 2, p. 265–276.
- Kaula W.M. Thermal evolution of the Earth and Moon growing by planetesimal impacts. — J. Geophys. Res., 1979a, vol. 84, N B3, p. 999–1008.
- Kaula W.M. The beginning of the Earth's thermal evolution. — In: Proc. T. Wilson's Conf. "The Continental Crust and its Mineral Deposits". Toronto, 1979b, p. 3–19.

- Kaula W.M.* Material properties for mantle convection consistent with observed surface fields. – *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, N B12, p. 7031–7044.
- Lachenbruch A.H.* Preliminary geothermal model of the Sierra Nevada. – *J. Geophys. Res.*, 1968, vol. 73, N 22, p. 6977–6989.
- Lachenbruch A.H.* Crustal temperature and heat production. Implications of the linear heat flow relation. – *J. Geophys. Res.*, 1970a, vol. 75, N 17, p. 3291–3300.
- Lachenbruch A.H.* Rapid estimation of the topographic disturbance to superficial thermal gradients. – *Rev. Geophys.*, 1968, vol. 6, N 3, p. 365–400.
- Lachenbruch A.H., Sass I.H.* Heat flow in the United States and thermal regime of the crust. – In: *The Earth's crust*/Ed. by J.G. Heacock. Wash.: Amer. Geophys. Union, Monogr. 20, p. 626–675.
- Lee W.H.K., Uyeda S.* Review of heat flow data. – In: *Terrestrial heat flow*. Wash., 1965, p. 87–190.
- Lubimova E.A.* Theory of thermal state of the Earth's mantle. Ch. 11. – In: *Upper Mantle*. N.Y.; L.: Acad. press, 1967, p. 232–323.
- Lubimova E.A., Luboshits V.M., Nikitina V.N.* Effect of contrasts in the physical properties on the heat flow and electromagnetic profiles. – In: *Geoelectric and geothermal studies (East-Central Europe, Soviet Asia)*. Bp.: Akad. Kiado, 1976, p. 72–99.
- Lubimova E.A., Nikitina V.N.* On heat flow singularities over mid-oceanic ridges. – *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, N 2, p. 232–243.
- Lubimova E.A., Parphenuk O.I.* Terrestrial heat flow history and temperature profiles. – In: *Evolution of the Earth*/Ed. by R.J. O'Connell, W.S. Fyfe. Wash.: Amer. Geophys. Union, 1981, p. 217–228. (Geodyn. Ser.; Vol. 5).
- Magnitsky V.A.* Geothermal gradients and temperatures in the mantle and the problem of fusion. – *J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 5, p. 1391–1396.
- McKenzie D.P., Sclater J.G.* Heat flow inside the island arcs of the Northwestern Pacific. – *Ibid.*, 1968, vol. 73, N 10, p. 3173–3179.
- Molnar P., Sykes L.R.* Tectonics of the Caribbean and Middle America regions from focal mechanisms and seismicity. – *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 1969, vol. 80, N 9, p. 1639–1684.
- Monges J., Mena M.M.* Trabajos gravimetricos en el Eje Neovolcanico. – *Anales del Instituto de Geofisica*, 1974, N 18, p. 195–208.
- O'Keef J.D., Ahrens T.J.* Impact induced energy partitioning, melting, and vaporization on terrestrial planets. – In: *Proc. 8th Lunar Sci. Conf.* N.Y.: Pergamon press, 1977, vol. 3, p. 3357–3374.
- Pal S., Garcia M., Terrell D.J.* Radioactivity and heat sources in the Central Depression of Chiapas State. Mexico: *Geofis. Intern.*, 1976, vol. 16, p. 185–196.
- Pollack H.N., Chapman D.S.* On the regional variation of heat flow, geotherm and lithospheric thickness. – *Tectonophysics*, 1977, vol. 38, N 3/4, p. 279–296.
- Rao R.U.M., Rao G.V., Narian H.* Radioactive heat generation and heat flow in the Indian shield. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1976, vol. 30, N 1, p. 57–64.
- Ringwood A.E.* *Origin of the Earth and Moon*. N.Y. etc.: Spring-Verl., 1979. 295 p.
- Roy R.F., Blackwell D.D., Birch F.* Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces. – *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 1968, vol. 5, N 1, p. 1–12.
- Rybach L., Buntebarth G.* Relationships between the petrophysical properties: density, seismic velocity, heat generation and mineralogical constitution. – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 1982, vol. 57, p. 367–376.
- Safronov V.S.* Early evolution of the Earth. – *Icarus*, 1978, vol. 52, N 7, p. 375–382.
- Samarsky A.A., Lubimova E.A., Nikitina V.N., Parphenuk O.I.* Continental margin thermal model for Kuril Island Arc and Sea of Okhotsk. – *Geophys. Res. Bull.*, 1977, vol. 15, N 4, p. 111–122.
- Sclater J.G., Francheteau J.* The implications of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and the upper mantle of the Earth. – *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 1970, vol. 20, N 5, p. 509–542.
- Sclater J.G., Tapscott C.* The history of the Atlantic. – *Sci. Amer.*, 1979, vol. 240, N 6, p. 120–132.
- Sharpe H.N., Peltier W.R.* Parameterized Mantle convection and the Earth's thermal history. – *Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, N 9, p. 737–740.
- Sharpe H.N., Peltier W.R.* A thermal history model for the Earth with parameterized convection. – *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 1979, vol. 59, N 1, p. 171–203.
- Shubert J.H.* Low velocity layer in the upper mantle beneath Mexico. – *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 1972, vol. 83, N 17, p. 3475–3478.
- Shubert J.H., Froidevaux C., Yuen D.A.* Oceanic lithosphere and asthenosphere: thermal and mechanical structure. – *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 3525–3540.
- Stacey F.D.* A thermal model of the Earth. – *Phys. Earth and Planet. Inter.*, 1977, vol. 15, p. 341–348.
- Swanberg C., Chessman M.D., Simmons G.* Heat flow-heat generation studies in Norway. – *Tectonophysics*, 1974, vol. 23, N 1/2, p. 31–48.
- Toksöz M.N., Hsui A.T., Johnston D.H.* Thermal evolution of the terrestrial planets. – *Moon and Planets*, 1978, vol. 18, N 3, p. 281–320.
- Tozer D.* Convection inside the Earth. – *Philos. Trans. Roy. Soc. A*, 1965, vol. 258, p. 251–297.
- Turcotte D.L., Oxburgh E.R.* Finite amplitude convective cells and continental drift. – *J. Fluid Mech.*, 1967, vol. 28, p. 29–42.
- Turcotte D.L., Schubert G.* Frictional heating of the descending lithosphere. – *J. Geophys. Res.*, 1973, vol. 78, N 26, p. 5876–5886.
- Uffen R.J.* A method of estimating the melting point gradient in the Earth's Mantle. – *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1952, vol. 33, p. 893–896.
- Uyeda S.* Some basic problems in the trench–arc–back arc system. – In: *Island arcs, deep sea, trenches and back arc basins*. Wash.: Amer. Geoph. Union, 1977.
- Verhoogen J.* Temperature within the Earth. – *Philos. Trans. Roy. Soc. A*, 1965, vol. 258, p. 1–13.
- Vitjazev A.V., Majeva S.V.* A model of the evolution of the Earth. – *Tectonophysics*, 1977, vol. 41, N 1/3, p. 217–225.
- Vitjazev A.V., Majeva S.V.* Simulation of the Earth's core and mantle formation. – *Phys. Earth and Planet. Inter.*, 1980, vol. 22, p. 296–301.
- Vitarello I., Pollack H.N.* On the secular variation of continental heat flow and the thermal evolution of continents. – *J. Geophys. Res.*, 1979, N 84, p. 378–392.
- Wasserburg G.J., MacDonald G.J.F., Hoyle F., Towler W.A.* Relative contributions of uranium, thorium and potassium to heat production in Earth. – *Science*, 1964, vol. 143, p. 465–467.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
<i>Глава I</i>	
Основы численного моделирования двумерных геотермических полей в неоднородной коре и литосфере методом сеток .....	5
<i>Глава II</i>	
Фоновый и редуцированный тепловые потоки и радиоактивная генерация тепла .....	22
Генерация тепла в породах земной коры и мантии .....	22
Фоновый тепловой поток .....	29
Соотношения между тепловым потоком и радиоактивной генерацией тепла, тепловым потоком и геологическим возрастом .....	35
Тепловая модель литосферы, фоновые температуры .....	42
<i>Глава III</i>	
Численные расчеты эволюционной термической модели Земли .....	45
Физическая постановка задачи .....	45
Модели для исследования первичной температуры Земли .....	46
Учет расплава на стадии роста Земли .....	50
О гравитационной дифференциации .....	52
Численная схема термической эволюционной модели Земли с учетом конвекции .....	57
Определение фоновых геотерм по геофизическим реперам .....	67
Термодинамическая модель Земли .....	68
<i>Глава IV</i>	
Интерпретация глобальных аномалий теплового потока .....	70
Усреднение измеренных значений теплового потока .....	70
Карта изолиний глубинных температур .....	74
Совместная интерпретация поля теплового потока и других поверхностных полей на основе гипотезы конвекции .....	76
Гипотеза локального источника аномальных возмущений .....	79
Ограничения на генерацию тепла и температуру .....	89
Модель горячих точек .....	91
<i>Глава V</i>	
Численные модели океанического теплового потока .....	94
Проблемы развития океанической литосферы .....	94
Расчет тепловых потерь через хребты и рифты .....	96
Анализ аномалий .....	98
Интерпретация соотношения между тепловым потоком и возрастом; модели гидротермальной циркуляции .....	103

## Глава VI

Применение теории двумерных геотермических полей к построению модели зоны Заварицкого—Беньофа .....	106
Характеристика зон .....	106
Область Мексиканского вулканического пояса .....	106
Построение исходной геотермической модели .....	108
Математическое моделирование .....	109
Численное моделирование. Исходные параметры .....	110
Результаты моделирования для Мексиканского вулканического пояса .....	111
Заключение .....	116
Литература .....	119

Елена Александровна Любимова  
Вениамин Моисеевич Любошиц  
Ольга Ивановна Парфенюк

**ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ ЗЕМЛИ**

*Утверждено к печати Научным советом  
по геотермическим исследованиям  
и ордена Ленина Институтом физики Земли  
им. О.Ю. Шмидта*

Редактор *И.С. Сидорова*  
Редактор издательства *Л.С. Тапельзон*  
Художник *И.В. Таланова*  
Художественный редактор *И.Ю. Нестерова*  
Технический редактор *И.И. Джиоева*  
Корректор *В.Н. Пчелкина*

ИБ № 27541

Подписано к печати 17.03.83. Т — 04579  
Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 8,0. Усл.кр.-отт. 8,3  
Уч.-изд.л. 9,0. Тираж 800 экз. Тип.зак. 157  
Цена 1 р. 40 к.

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

Куренков С.А. Тектоника офиолитовых комплексов Южного Тянь-Шаня (Алайский и Атбашинский хребты) — 10 л. — (Труды Геол. ин-та, вып. 354). — 1 р. 50 к.

На примере Алайского и Атбашинского хребтов Южного Тянь-Шаня последовательно описываются оригинальные данные по структурному положению и внутреннему строению офиолитовых комплексов. Автором выделяются разрезы древней океанической коры и меланжированные офиолиты. Офиолиты образуют последовательный ряд из меланжа различного состава: мономиктового, олигомиктового и полимиктового. Изучение офиолитовых комплексов позволило в значительной степени дополнить и уточнить историю формирования Южного Тянь-Шаня.

Для геологов, стратиграфов и тектонистов.

Муравьев В.И. Минеральные парагенезы глауконитово-кремнистых формаций — 20 л. — (Труды Геол. ин-та, вып. 369). — 3 р.

В книге изложена новая концепция образования кремнистых пород (опоки, трепелы, кремни, кремнистые глины), являющихся индикаторными породами глауконитово-кремнистой формации. Сделан вывод о двух типах абиогенного кремне-накопления. Показана ведущая роль пеплового материала при формировании базальных глауконитовых опок. Обоснован гидротермально-осадочный генезис трепелов, кремней.

Для геологов, минералогов, вулканологов.

Атлас подводных фотографий Красноморского рифта /Ин-т океанологии им. П.П. Ширшова. — 12 л. — 1 р. 30 к.

В атласе систематизированы фотографии рельефа дна Красноморского рифта, сделанные с помощью подводных аппаратов "Пайсис" и "Звук-4М" во время экспедиции ПИКАР Института океанологии им. Ширшова П.П. АН СССР. Дано описание структуры рифтовой впадины, проанализирована ее природа в свете тектоники литосферных плит. Рассмотрены основные черты трех главных процессов, формирующих подводный рельеф впадины: вулканизма, тектоники и осадкообразования.

Для геологов, океанологов, тектонистов, вулканологов.

Заказы просим направлять по одному из перечисленных адресов магазинов "Книга-почтой" "Академкнига".

480091 Алма-Ата ул. Фурманова, 91/97; 370005 Баку, ул. Джапаридзе, 13; 320005 Днепропетровск, проспект Гагарина, 24; 734001 Душанбе, проспект Ленина, 95; 252030 Киев, ул. Пирогова, 4; 277001 Кишинев, ул. Пирогова, 28; 443002 Куйбышев, проспект Ленина, 2; 197110 Ленинград, П-110, Петрозаводская ул., 7; 220012 Минск, Ленинский проспект, 72; 117192 Москва В-192, Мичуринский проспект, 12; 630090 Новосибирск, Академгородок, Морской проспект, 22; 620151 Свердловск, ул. Мамина-Сибиряка, 137; 700187 Ташкент, ул. Дружбы народов, 6; 450059 Уфа, 59, ул. Р. Зорге 10; 720001 Фрунзе, бульвар Дзержинского, 42; 310078 Харьков, ул. Чернышевского, 87.