

УДК 550.361

О НЕДООЦЕНКЕ ТЕПЛОВЫНОСА ИЗ НЕДР БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ ЗОНЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТРАДИЦИОННЫХ МЕТОДОВ ГЕОТЕРМИИ

© 2003 г. В. А. Голубев

Представлено академиком Н.А. Логачевым 10.01.2002 г.

Поступило 15.02.2002 г.

В предыдущих интерпретациях тепловой аномалии Байкальской рифтовой зоны (БРЗ) не учитывалась взаимосвязь кондуктивной и конвективной (гидротермальной) составляющих тепловыноса. В данном сообщении показано, что этот учет приводит к пересмотру оценок теплопотерь земной коры БРЗ в сторону их значительного увеличения.

БРЗ выражена цепью впадин и обрамляющих их горных хребтов. Кондуктивный тепловой поток q здесь измерен в 899 пунктах, а его значения изменяются от 10 до 37000 мВт/м². Свыше 85% этого числа измерений приходится на дно озера Байкал и озера Хубсугул. Значения q в рифтовых впадинах в среднем в два раза выше, чем в смежных горных массивах. Среднеарифметическая величина теплового потока $q_{ар}$ в БРЗ составляет 69–75 мВт/м², а средневзвешенная по площади $q_{пл}$ – лишь 46 мВт/м². Количество тепла, выносимое в БРЗ посредством скрытой разгрузки термальных вод, на один–два порядка превышает суммарный тепловынос 60 термальных источников, выявленных здесь к настоящему времени [1, 2].

Гидротермы БРЗ формируются из метеогенных вод горных массивов [3]. По субвертикальным разломам эти воды опускаются на глубину 4–6 км (среднюю глубину формирования гидротерм БРЗ [4]) и далее, используя другие разломы, перемещаются в направлении рифтовых впадин (рис. 1). Нагреваясь под хребтами в поле регионального теплового потока, эти воды разгружаются через днища рифтовых впадин уже в качестве термальных. При таком тепломассопереносе потери тепла через верхнюю границу осадочных толщ этих впадин лишь частично обеспечиваются кондуктивным потоком тепла из их фундамента; другая часть теплопотерь обусловлена “боковым” конвективным привносом тепла со стороны

смежных горных массивов. В настоящей работе принимается, что количество разломов в БРЗ достаточно велико, чтобы рассматривать верхнюю часть земной коры как однородную проницаемую среду.

Суммарная величина кондуктивной + конвективной составляющих теплового потока на некоторой глубине z в подогреваемом снизу, залегающем в интервале глубин z_1 – z_2 фильтрующем слое горных пород определяется равенством [5, 6]

$$q_{сум} = q_{конд} + q_{конв} = -\lambda \text{grad}t + c\rho v_z, \quad (1)$$

в котором t – превышение температуры на указанной глубине z над ее значением t_1 на верхней границе фильтрующего слоя, ρ и c – плотность и теплоемкость воды, λ – теплопроводность горных пород, v_z – скорость фильтрации, положи-

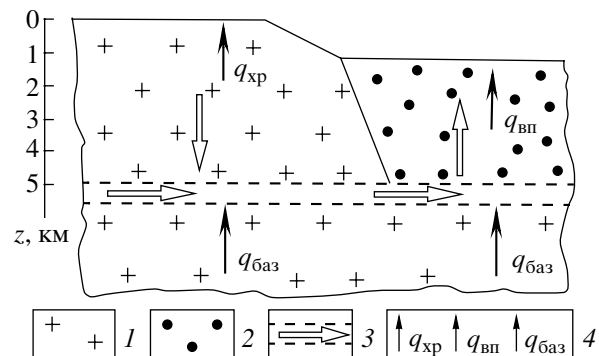


Рис. 1. Схема перераспределения глубинного тепла нисходящими подземными водами под горными хребтами БРЗ и с последующей их разгрузкой в смежных рифтовых впадинах. Условные обозначения: 1 – кристаллические породы фундамента и горного обрамления рифтовых впадин, 2 – осадочные отложения впадин, 3 – направление движения подземных вод, 4 – кондуктивная составляющая теплового потока под горными хребтами ($q_{хр}$) и в осадочных отложениях впадин ($q_{вп}$). Предполагается, что ниже базиса циркуляции подземных вод тепловой поток под рифтовыми впадинами и смежными с ними хребтами всецело кондуктивен и имеет одну и ту же величину $q_{баз} = q_{глуб}$.

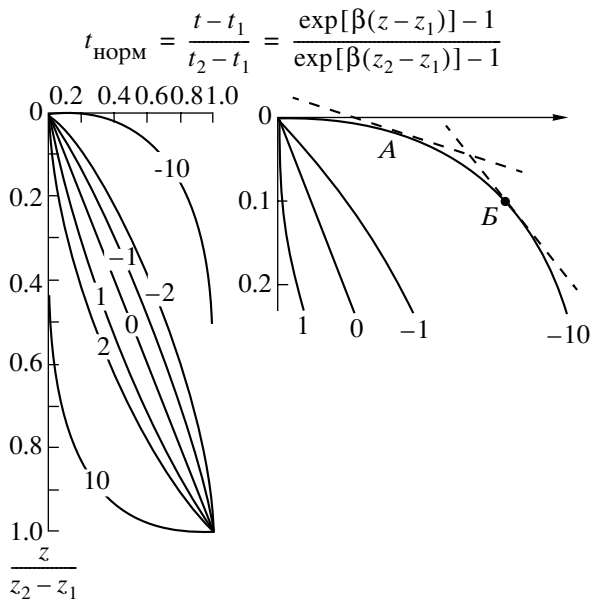


Рис. 2. Нормированное распределение температур по глубине в проницаемом слое горных пород, на верхней и нижней границе которого поддерживаются температуры t_1 и t_2 , а сквозь слой происходит фильтрация воды с постоянной скоростью v_z . Кривые имеют соответствующие номера, численно равные характеристическому параметру фильтрации β ; кривые с $\beta > 0$ соответствуют случаям нисходящей фильтрации ($v_z > 0$), с $\beta < 0$ – восходящей фильтрации ($v_z < 0$), с $\beta = 0$ – “чистой кондукции”, т.е. случаю, когда фильтрация отсутствует. Справа в более крупном масштабе представлены верхние части некоторых из обсуждаемых кривых; А и В – точки, для которых проведены соответствующие касательные к кривым. Тангенс угла касательных с вертикальной осью и определяет величину геотермического градиента в той или иной точке термограммы. Как видим, величина этого угла резко изменяется даже при весьма небольших смещениях вдоль кривых.

тельное направление которой совпадает с направлением оси z . Значения температур и кондуктивной составляющей теплового потока на любой глубине z в этом слое могут быть рассчитаны по уравнениям [5, 6]:

$$t = t_1 + \frac{q_{\text{баз}}}{\beta \lambda} \exp[\beta(z_1 - z_2)] \{ \exp[\beta(z - z_1)] - 1 \}, \quad (2)$$

$$q_{\text{конд}}(z) = q_{\text{баз}} \exp[\beta(z - z_2)], \quad (3)$$

или из уравнений

$$t = t_1 + (t_2 - t_1) \frac{\exp[\beta(z - z_1)] - 1}{\exp[\beta(z_2 - z_1)] - 1}, \quad (4)$$

$$q_{\text{конд}}(z) = \beta \lambda (t_2 - t_1) \frac{\exp[\beta(z - z_1)]}{1 - \exp[\beta(z_2 - z_1)]}, \quad (5)$$

в которых характеристический параметр

$$\beta = \frac{\rho c v_z}{\lambda}. \quad (6)$$

Формулы (2), (3) применимы тогда, когда на верхней границе фильтрующего слоя поддерживается постоянная температура $t = t_1$, а на нижней, базовой, границе созданы условия для поддержания постоянного кондуктивного теплового потока $q_{\text{баз}}$. Формулы (4), (5) используются в случаях, если на обеих границах поддерживаются постоянные температуры, равные соответственно t_1 и t_2 .

Используя эти уравнения, проанализируем изменения с глубиной температур и обеих составляющих теплопереноса. Анализ удобнее вести для нормированных значений глубин, температур и тепловых потоков:

$$z_{\text{норм}} = \frac{z - z_1}{z_2 - z_1}, \quad t_{\text{норм}} = \frac{t - t_1}{t_2 - t_1},$$

$$q_{\text{конд. норм}} = \frac{q_{\text{конд}}(z)}{q_{\text{баз}}}.$$

На рис. 2 представлены распределения температур по глубине, рассчитанные для одного и того же набора скоростей в случае как восходящей ($\beta < 0$), так и нисходящей ($\beta > 0$) фильтрации, а также в случае “чистой кондукции” ($\beta = 0$), т.е. в случае $v_z = 0$. Из анализа этих экспоненциальных распределений следует, что фильтрация приводит к искажению линейного роста температур с глубиной, причем таким образом, что $q_{\text{конд}}$ быстро увеличивается в направлении вектора фильтрации как для восходящего, так и нисходящего ее случаев. Рассмотрим эти случаи отдельно.

При восходящем движении вод направления векторов $q_{\text{конд}}$ и $q_{\text{конв}}$ совпадают, а величина результирующего потока тепла к земной поверхности на любой глубине z из интервала $\Delta z = z_2 - z_1$ остается постоянной и равной сумме кондуктивной и конвективной составляющих. Поскольку количество тепла, переносимого флюидами по вертикали на данной глубине z , согласно второму слагаемому формулы (1), пропорционально значению температуры t на этой глубине, то конвективная составляющая теплопереноса, максимальная вблизи нижней границы (где температуры максимальны), медленно снижается с приближением к средней части слоя Δz и далее по мере сокращения расстояния до верхней его границы уменьшается все быстрее и быстрее, передавая первоначальную свою долю тепла в кондуктивную форму. Эта передача тепла из конвективной в кондуктивную его составляющую и создает выпуклый характер термограмм в районах разгрузки подземных вод.

В случае же нисходящей фильтрации кондуктивный тепловой поток максимален вблизи нижней (базовой) границы, т.е. $q_{\text{конд}}(z_2) = q_{\text{макс}} = q_{\text{баз}}$,

а на любой глубине z внутри интервала $\Delta z = z_2 - z_1$ остается постоянной величина разности между направленным к земной поверхности кондуктивным тепловым потоком и направленным вниз охлаждающим воздействием потока метеогенных вод. При этом величина кондуктивного теплового потока на некоторой глубине z , находящейся, например, недалеко от z_1 – верхней границы фильтрующего слоя, равна той части $q_{\text{конд}}$, которая еще осталась от указанного значения $q_{\text{баз}}$ после вычета из него тепла, израсходованного в интервале глубин от z до z_2 на нагрев непрерывно поступающих сюда сверху новых объемов холодных вод.

Прослеженный на различных глубинах перенос тепловой энергии из одной формы ее переноса в другую приводит к тому, что при прочих равных условиях верхние части термограмм в районах инфильтрации (рис. 2, кривые с $\beta > 0$) искривлены во много раз меньше, чем верхние части соответствующих термограмм районов разгрузки (кривые с $\beta < 0$). Покажем, что с этой несимметричностью термограмм и связана одна из причин недооценок региональных теплопотерь БРЗ.

Геотермические измерения в скважинах БРЗ проведены на глубинах первые сотни–первые тысячи метров [7], что не превышает 1/10 и в редких случаях 1/3 от 4–6 км – средних значений глубин формирования гидротерм этого региона [4]. Глубины термозондовых измерений в озерах составляют 1–3 м. Следовательно, соотношение глубин, охваченных в БРЗ геотермическими измерениями, и базовых глубин инфильтрационного цикла вод, питающих термальные источники этого региона, указывает на то, что современная экспериментальная геотермия имеет дело с термограммами, соответствующими самым верхним участкам теоретических температурных кривых, изображенных на рис. 2.

Из анализа этих кривых и соответствующих им уравнений следует, что в районах инфильтрации, которым отвечают горные массивы, измеренные геотермические градиенты, а следовательно, и кондуктивные тепловые потоки, хотя и нарастают с увеличением глубин, но существенно медленнее, чем происходит их снижение с глубиной в зонах разгрузки в рифтовых впадинах. Это ясно отражено, например, в конфигурации пары кривых с параметрами $\beta = 2$ и $\beta = -2$, т.е. даже в случае равенства скоростей инфильтрации и разгрузки: $v_{\text{инф}} = v_{\text{разг}}$. В действительности же разгрузкой охвачена не вся площадь рифтовых впадин, а лишь их разломные зоны. Поэтому площади инфильтрации $S_{\text{инф}}$, обеспечивающие тепловые ресурсы термальных источников БРЗ, в десятки и

сотни раз превышают соответствующие им площади разгрузки $S_{\text{разг}}$ [2, 6]:

$$S_{\text{инф}} \gg S_{\text{разг}} \quad (7)$$

Поскольку

$$v_{\text{разг}} = \frac{v_{\text{инф}} S_{\text{инф}}}{S_{\text{разг}}}, \quad (8)$$

то из неравенства (7) следует, что $v_{\text{разг}} \gg v_{\text{инф}}$. Следовательно, более правомерным является сравнение термограмм, соответствующих, например, паре кривых с $\beta = 1$ и $\beta = -10$, т.е. соответствующих случаю десятикратного превышения скорости разгрузки над скоростью инфильтрации. Согласно разгрузочной термограмме с параметром $\beta = -10$ (см. правую часть рис. 2), величина кондуктивного теплового потока уменьшается в десятки раз при переходе от глубин, близких к земной поверхности, к глубине, составляющей, например, 0.1 от общей глубины инфильтрации z_2 . Поскольку величина суммарного (кондуктивного + конвективного) теплового потока остается неизменной на всем пути восходящей фильтрации, то это уменьшение свидетельствует о том, что конвективный перенос тепла к земной поверхности при указанном переходе, наоборот, должен возрасти в десятки раз.

Более простая ситуация в районе нисходящего крыла конвекционного цикла. Сравнение кривых с параметрами $\beta = 1$ или $\beta = 10$ с другими зависимостями рис. 2 указывает не только на низкие значения тепловых потоков в близповерхностной зоне инфильтрации, но и на слабое их нарастание с глубиной.

В БРЗ, как и в большинстве других регионов, для расчета $q_{\text{конд}}$ используются величины $\text{grad } t$ и λ , осредненные по всему интервалу глубин, пройденному скважиной, или по ее нижним и средним интервалам. Согласно изложенному, такие оценки $q_{\text{конд}}$ независимо от направления v_z дают значения тепловых потоков, заниженные относительно фактических кондуктивных + конвективных теплопотерь. С приближением к нижней границе слоя фильтрации кондуктивная составляющая теплового потока редуцирует к базовой – глубинной ее величине ($q_{\text{баз}} = q_{\text{глуб}}$), которая, согласно нашей модели (рис. 1), как под хребтами, так и под впадинами БРЗ имеет одно и то же значение, поскольку находится за пределами перераспределяющего воздействия потоков подземных вод.

Обсуждаемое соотношение $Q_{\text{дейст}} > Q_{\text{трад}}$ – неравенство между мощностью потока эндогенного тепла, действительно теряемого верхними слоями земной коры БРЗ, и мощностью теплопотерь, регистрируемых здесь посредством традицион-

ных геотермических методов, – перепишем в развернутом виде [2]:

$$\begin{aligned} q_{\text{глуб}} S_{\text{БРЗ}} &= \\ &= q_{\text{глуб}}(S_{\text{инф}} + S_{\text{разг}}) > \\ &> q_{\text{пл.инф}} S_{\text{инф}} + q_{\text{пл.разг}} S_{\text{разг}}, \end{aligned} \quad (9)$$

в котором $S_{\text{БРЗ}}$ – площадь БРЗ, состоящая, согласно нашей модели, из суммы площадей инфильтрации $S_{\text{инф}}$ (горные хребты) и площадей разгрузки $S_{\text{разг}}$ (рифтовые впадины); $q_{\text{пл.инф}}$ и $q_{\text{пл.разг}}$ – средневзвешенные по этим площадям величины тепловых потоков, рассчитанные по данным измеренных $q_{\text{конд}}$.

Согласно выражению (1), расчет суммарных (кондуктивных + конвективных) теплопотерь можно выполнить, если известна величина скорости фильтрации v_z . Эту скорость обычно рассчитывают, используя сведения о кривизне фактической термограммы [5, 6]. Однако такие расчеты v_z и $q_{\text{сум}}$ предпринимаются весьма редко. Почти все данные о теплопотерях земной коры БРЗ получены на основе “кондуктивно” рассчитанных тепловых потоков: $q = -\lambda \text{grad} t$. Существуют вполне веские причины, в силу которых указанные оценки $q_{\text{сум}}$ весьма редки. В основном они связаны с недостаточной точностью поинтервальных определений теплового потока, а также с тем, что, как правило, нет достаточной уверенности, что именно с гидрогеологическим фактором связаны наблюдаемые нелинейности в изменениях t и $q_{\text{конд}}$ с глубиной.

Суммируя изложенное, можно сказать, что недооценка теплопотерь, представленная в виде неравенства (9), возникает из-за двух “несимметричностей”. Первая из них – назовем ее площадной несимметричностью – отражена в неравенстве (7), которое констатирует преобладание площадей нисходящего фильтрационного теплопереноса над площадями восходящего. Эта площадная несимметричность приводит к другой несимметричности – к смещению среднестатистических значений теплового потока в сторону низких его величин, характерных для расположенных в горных массивах зон инфильтрации. Кроме того, площадная несимметричность, согласно соотношению (8), в зонах разгрузки должна приводить к увеличению скоростей восходящего движения подземных вод, что, в свою очередь, должно увеличивать выпуклую изогнутость термограмм в этих зонах. Дополнительный тепловынос, связанный с этой второй несимметричностью (назовем ее несимметричностью формы термограмм), можно было бы оценить, а затем учесть в региональных теплопотерях, если бы условия теплопе-

реноса в зонах разгрузки были более упорядочены, следовательно, и более контролируемы. Фактически же наличие вторичных конвекционных ячеек и соответствующее им многократное разуживание гидротерм близповерхностными холодными водами часто исключают даже самую возможность их детектирования как таковых (т.е. как термальных), в результате чего реально существующие потоки восходящих термальных вод в большинстве случаев остаются невыявленными, а обусловленный ими тепловынос неучтенным, что и приводит в конечном итоге к недооценке теплопотерь [1, 2].

Разноглубинными конвекционными ячейками, по-видимому, охвачены и многие другие континентальные районы Земли. Такой вывод можно сделать из данных о нарастании с глубиной кондуктивной составляющей теплового потока, обнаруженного не только в верхних, но и в нижних частях большинства глубоких и сверхглубоких скважин планеты [8–10]. В свете изложенных представлений это нарастание имеет конвективную природу и служит обоснованием для пересмотра ранее выполненных оценок теплопотерь континентальной части Земли в сторону их значительного увеличения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00–05–65129).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голубев В.А. // ДАН. 1988. Т. 302. № 3. С. 575–578.
2. Голубев В.А. Кондуктивный и конвективный вынос тепла в Байкальской рифтовой зоне. Дис. ... д-ра геол.-мин. наук. Иркутск: ИЗК СОРАН, 2002. 287 с.
3. Писарский Б.И. Закономерности формирования подземного стока бассейна озера Байкал. Новосибирск: Наука, 1987. 154 с.
4. Голубев В.А. // Сов. геология. 1982. № 10. С. 100–108.
5. Лялько В.И., Митник М.М. Исследование процессов переноса тепла и вещества в земной коре. Киев: Наук. думка, 1978. 147 с.
6. Ingebritsen S.E., Sanford W.E. Groundwater in Geological Processes. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998. 341 p.
7. Лысак С.В. Тепловой поток континентальных рифтовых зон. Новосибирск: Наука, 1988. 197 с.
8. Попов Ю.А. В сб.: Тепловое поле Земли и методы его изучения. М.: Изд-во Рос. ун-та дружбы народов, 1997. С. 23–31.
9. Попов Ю.А., Певзнер С.А., Пименов В.П. и др. // ДАН. 1999. Т. 369. № 6. С. 823–826.
10. Kohl T., Rybach L. // Geophys. J. Intern. 1996. V. 124. P. 756–772.