

С. С. КОВНЕР

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕРМИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ
АНТИКЛИНАЛИ

(Представлено академиком Л. С. Лейбензоном 12 X 1946)

1. Задачей термической разведки на антиклинальные структуры является различить путем примеров термическое поле данного геологического разреза от поля аналогичного во всех отношениях разреза, где один или несколько слоев сдвинулись кверху и приняли антиклинальный характер. На рис. 1 первый случай показан сплошной линией, а второй — пунктиром.

Если картина симметрична, то в весьма узком участке около оси симметрии можно считать, что распределение температур удовлетворяет уравнению теплопроводности для двух переменных

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{c\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (1)$$

и так как мы имеем дело с установившимся потоком, то

$$u = \frac{\int_0^x s(x) dx}{\int_0^l s(x) dx}, \quad (2)$$

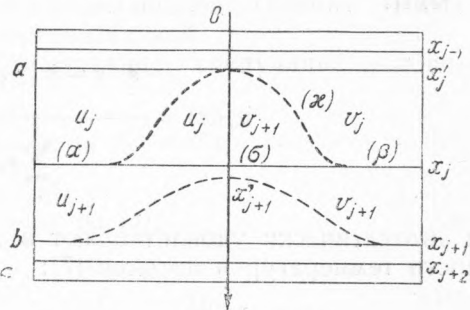


Рис. 1

где $s(x) = 1/K(x)$ есть тепловое сопротивление. Температура на дневной поверхности положена равной нулю, а на глубине l — единице. Если теплопроводность задана другим законом $K'(x)$, соответствующим иному распределению слоев, вызванному изгибом, то в каждой точке температура имеет значение

$$v = \frac{\int_0^x s'(x) dx}{\int_0^l s'(x) dx}. \quad (3)$$

Таким образом, термический эффект антиклинали, который мы и называем термической аномалией, обязанной своим происхождением различию обеих структур, равняется

$$w = u - v = \frac{\int_0^x s(x) dx \int_0^l s'(x) dx - \int_0^x s'(x) dx \int_0^l s(x) dx}{\int_0^l s(x) dx \int_0^l s'(x) dx}. \quad (4)$$

Так как в нашем случае функции $s(x)$ и $s'(x)$ отличаются друг от друга только в интервале $a < x < b$, то производная от $w(x)$ будет равна

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{s(x)}{\int_0^l s(x) dx} - \frac{s'(x)}{\int_0^l s'(x) dx} \quad (5)$$

внутри этого интервала, а вне его

$$\frac{dw}{dx} = s(x) \frac{\int_a^b [s'(x) - s(x)] dx}{\int_0^l s(x) dx \int_0^l s'(x) dx}, \quad 0 < x < a, \quad b < x < l. \quad (6)$$

Поскольку $s(x)$ и $s'(x)$, в силу физических соображений, всегда положительны, dw/dx будет иметь вне интервала сдвига $[a, b]$ постоянный знак верхнего интеграла формулы (6), поэтому $w(x)$, будучи непрерывной и обращающейся в нуль при $x=0$ и $x=l$, должна переменить знак внутри интервала сдвига по крайней мере один раз. Кривая, изображающая термическую аномалию, должна иметь, следовательно, характерную S-образную форму, в некоторых случаях многократную.

2. Если предположить функцию $s(x)$ разрывно меняющейся от слоя к слою и постоянной внутри каждого из них, то соответствующие формулы, дающие температуры внутри i -го слоя, выражаются через суммы:

$$u_i(x) = \frac{s_i(x - x_{i-1}) + \sum_1^{i-1} s_k(x_k - x_{k-1})}{\sum_1^n s_k(x_k - x_{k-1})}, \quad (2')$$

и автоматически удовлетворяют в точках разрыва условиям непрерывности температур и потоков (7):

$$u_i(x_i) = u_{i+1}(x_i), \quad s_{i+1} \frac{\partial u_i}{\partial x} = s_i \frac{\partial u_{i+1}}{\partial x} \quad (x = x_i). \quad (7)$$

Форма производных:

$$\frac{dw_i}{dx} = \frac{s_i}{\sum_1^n s_k(x_k - x_{k-1})} - \frac{s_i'}{\sum_1^n s_k'(x_k - x_{k-1})} \quad (5')$$

— для m интервалов, в которых произошли сдвиги, и

$$\frac{dw_i}{dx} = s_i \frac{\sum_{p=0}^m (s'_{j+p} - s_{j+p})(x_{j+p} - x'_{j+p})}{\sum_1^n s_k(x_k - x_{k-1}) \sum_1^n s_k'(x_k - x_{k-1})} \quad (6')$$

— для остальных позволяет анализировать характер аномалии для различных случаев продвижения вершин одной или нескольких антиклиналей в зависимости от их числа и от того, продвинулась ли каждая на расстояние, большее или меньшее толщины вышележащего слоя.

Абсолютная величина аномалии тем меньше, чем меньше сдвиг.

Перемена знака производной может произойти лишь в том слое, где произошел сдвиг, независимо от распределения толщин и термических констант других слоев. Исследование конечного и обычно небольшого числа возможностей дает характеристику неоднозначности решения обратной задачи. Готовый набор возможных случаев может служить основанием для дешифровки методом подбора результатов сравнения наблюдаемого поля с предвычисленными.

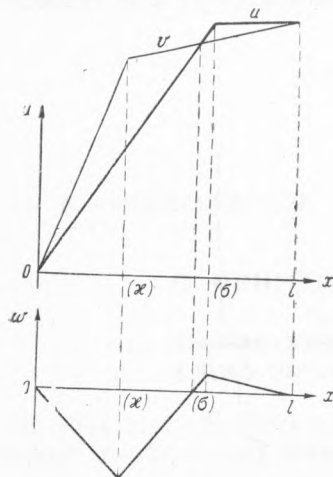


Рис. 2

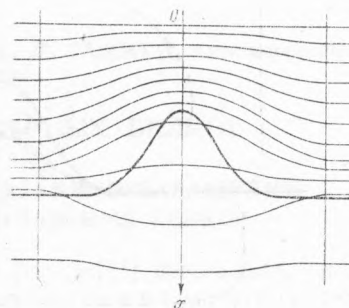


Рис. 3

3. На рис. 1 указаны области, где температура имеет значения u_j , u_{j+1} , соответствующие плоско-параллельному случаю, и v_j , v_{j+1} , соответствующие антиклинальному поднятию средней части $j+1$ -го слоя, как показано на чертеже. В дальнейшем нижнюю границу $j+1$ -го слоя предположим неподвижной и горизонтальной.

На каждой из границ имеем, соответственно, следующие условия для потоков:

$$K_j \frac{\partial u_j}{\partial n} = K_{j+1} \frac{\partial u_{j+1}}{\partial n} \text{ на } (\alpha) \text{ и } (\beta), \quad (8)$$

$$K_j \frac{\partial u_j}{\partial n} = K_{j+1} \frac{\partial u_{j+1}}{\partial n} \text{ на } (\sigma), \quad (9)$$

$$K_j \frac{\partial v_j}{\partial n} = K_{j+1} \frac{\partial v_{j+1}}{\partial n} \text{ на } (\alpha) \text{ и } (\beta), \quad (10)$$

$$K_j \frac{\partial v_j}{\partial n} = K_{j+1} \frac{\partial v_{j+1}}{\partial n} \text{ на } (\kappa). \quad (11)$$

Отсюда следует, что $w_j = u_j - v_j$ и $w_j' = u_j - v_{j+1}$ будут удовлетворять на границах условиям:

$$K_f \frac{\partial w_j'}{\partial n} - K_{j+1} \frac{\partial w_{j+1}}{\partial n} = (K_{j+1} - K_j) \frac{\partial v_{j+1}}{\partial n} \text{ на } (\sigma),$$

$$K_{j+1} \frac{\partial w_j'}{\partial n} - K_f \frac{\partial w_j}{\partial n} = (K_{j+1} - K_f) \frac{\partial u_j}{\partial n} \text{ на } (\kappa).$$

Значения $w_j'(x, y)$ на (σ) и (κ) могут быть одного или разных знаков, большими или меньшими друг друга. Принимая, однако, во внимание, что $w_j'(x, y)$ во всех внутренних точках удовлетворяет уравнению Лапласа и, следовательно, может достигать экстремума только на границах, а также, что в случае, когда граница между j -м и $j+1$ -м слоем имеет рассматриваемый куполообразный вид, $\partial u_j / \partial n$ и $\partial v_{j+1} / \partial n$ положительны при дифференцировании в направлении оси x , первая всегда, а вторая в области симметрии оси купола, анализируя

все возможные комбинации знаков $\partial\omega_j/\partial n$, $\partial\omega_{i+1}/\partial n$ и $\partial\omega_j/\partial n$, убеждаемся, что, в зависимости от соотношений между K_i и K_{i+1} , оказываются возможными лишь некоторые определенные комбинации знаков производных, позволяющие утверждать, что: около оси симметрии при $K_{j+1} > K_j$ на границе (σ) невозможен минимум $\omega(x, y)$, а возможен

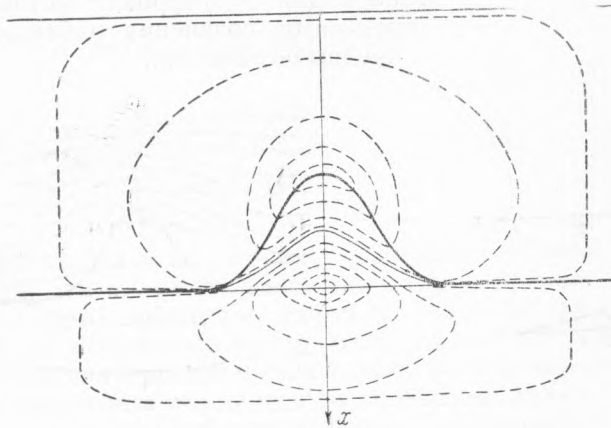


Рис. 4

либо максимум, либо монотонный ход, а на границе (x) возможны только либо минимум, либо монотонный ход.

При $K_{j+1} < K_j$ имеет место обратная картина.

Если имеются только два слоя, то распределение в осевом сечении температур u , v , и аномалии w , представлены на рис. 2, где изображен случай $K_1 < K_2$. Аналогичная картина будет и вдоль путей, нормальных к границам раздела (σ) и (x) вблизи от оси симметрии.

4. Как было показано, аномалия тем меньше, чем меньше сдвиг. С удалением от вершины купола аномалия стремится к нулю. Решение проблемы Дирихле — Неймана для нашего случая устойчиво. Поэтому температурное поле будет иметь вид рис. 3, а поле аномалии рис. 4.

В двуслойном случае поле термической аномалии имеет линии источников и стоков, одна из которых лежит на верхней границе антиклинали, а другая на ее основании.

При $K_1 < K_2$ на основании лежит линия источников, на вершине линии стоков, при $K_1 > K_2$ — наоборот.

В многослойном случае, как это вытекает из предыдущего параграфа, не каждая граница раздела может оказаться линией источников или стоков, но по крайней мере две из них окажутся таковыми.

Институт теоретической геофизики
Академии Наук СССР

Поступило
12 X 1946