Доклады Академии Наук СССР
1952. Том LXXXIII, № 3

ГЕОФИЗИКА

Академик В. В. ШУЛЕЙКИН

ЗИМНЕЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ НАД МОРЕМ И МАТЕРИКОМ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ОБМЕНА

Первый опыт вычисления зимнего температурного поля над морем и материком, учитывавший взаимодействия воздуха с подстилающей поверхностью ([1]), позволил нам найти общую характеристику влияния океана на температурные условия в прибрежной полосе и в глубине материка. Вполне удовлетворительно совпали наблюденные температуры на берегу соединенного Европейско-Азиатского материка и вычисленные теоретически для равновеликого материка круглой формы. При анализе оказалось возможным принять условный коэффициент теплопроводности атмосферы равным той же величине, с которой приходится иметь дело при исследовании распределения осредненных температур на разных широтах во всем северном полушарии ([2]).

Однако более детальное изучение температурного поля на материке и в особенности изучение температурного поля вокруг малых внутренних морей, озер, заставляет догадываться о непостоянстве условной теплопроводности: об уменьшении ее при удалении в глубь большого материка, о малом значении коэффициента, который необходимо вводить при исследовании малого моря (или малого острова среди океана). В настоящей работе мы попытаемся приближенно определить закон изменения условной теплопроводности, исходя из анализа температурного поля над Австралией.

Этот маленький материк интересен в двух отношениях: во-первых, он лежит в широтном поясе, в котором зональная циркуляция атмосферы выражена сравнительно слабо; во-вторых, форма его береговой линии и строение поверхности весьма просты. Именно по этим причинам температурные изаномалы и чрезвычайно похожие на них по форме климатологические изобары представляют собой семейства кривых, приблизительно подобных очертаниям самого материка.

Чтобы решить задачу в квадратурах, придется заменить площадь материка Австралии равновеликим кругом с радиусом 1560 км. Деятельный слой атмосферы попрежнему будем рассматривать как эквивалентную двумерную пленку, получающую тепло при соприкосновении с океаном, проводящую тепло в горизонтальных направлениях и излучающую его в межпланетное пространство. Температура пленки будет отличаться на искомую величину τ от той, которая установилась бы в исследуемой точке, если бы на Земле отсутствовал мировой океан. Как и в цитированной работе, примем для единицы поверхности пленки поступление тепла (сверх непосредственно получаемого от Солнца) равным $\alpha(\tau_w - \tau)$, где τ_w — температура поверхностной воды в океане, отсчитываемая от того же условного нуля. Дополнительное излучение попрежнему учтем величиной $\sigma\tau$; α и σ — коэффициенты, известные из опытов. Поступление или расход тепла в пленке на единицу поверхности за счет теплопроводности в ней учитывались нами как величина $AH\nabla^2\tau$, причем произведение коэффициента обмена A на высоту деятельного слоя H атмосферы (т. е. некоторый условный коэффициент теплопроводности атмосферы-пленки) считалось постоянным.

В свое время нами было показано [3], что величины τ отличаются лишь на константу от климатологических аномалий температур, т. е. от отклонений среднемесячной температуры в данной точке от температуры, осредненной по соответствующей широте.

Карта климатологических температурных изаномал показывает, что для получения аналогичного поля τ над Австралией посредством расчета по цитированной схеме пришлось бы принять для AH числовое значение, которое примерно в 10 раз меньше коэффициента, применявшегося при исследовании Европейско-Азиатского материка. Но ведь приблизительно во столько же раз площадь Австралии меньше площади Европы и Азии, вместе взятых. Интересно, что для построения поля τ над некоторыми большими озерами по той же схеме пришлось бы задаться коэффициентом AH приблизительно во столько раз меньшим «австралийского», во сколько площадь озера меньше площади Австралии. Итак, есть основания считать коэффициент AH приблизительно пропорциональным площади исследуемого географического объекта. Для краткости будем в дальнейшем пользоваться обозначением $AH=K$, считая K переменным.

Вырежем из пленки-атмосферы над морем, окружающим материк, кольцо радиуса r и ширины dr. Составив для него выражение теплового баланса, легко будет показать, что

$$K\frac{d^2\tau_1}{dr^2}+\left(\frac{K}{r}+\frac{dK}{dr}\right)\frac{d\tau_1}{dr}+\alpha\left(\tau_w-\tau_1\right)-\sigma\tau_1=0. \quad (1)$$

Аналогично для пленки над материком получится:

$$K\frac{d^2\tau_2}{dr^2}+\left(\frac{K}{r}+\frac{dK}{dr}\right)\frac{d\tau_2}{dr}-\sigma\tau_2=0. \quad (2)$$

Индексы 1 и 2 подчеркивают, что τ описывается двумя различными искомыми функциями: в морской и в сухопутной части пленки. В соответствии с упомянутыми свойствами величины K, попытаемся выразить ее простейшей возможной функцией от r. Именно, положим

$$K=nr^2. \quad (3)$$

Тогда, подставив в (1) выражения для K и ее производной, запишем вместо (1):

$$r^2\frac{d^2\tau_1}{dr^2}+3r\frac{d\tau_1}{dr}-\frac{\alpha+\sigma}{n}\tau_1+\frac{\alpha}{n}=0. \quad (4)$$

Таким же образом вместо (2) получим:

$$r^2\frac{d^2\tau_2}{dr^2}+3r\frac{d\tau_2}{dr}-\frac{\sigma}{n}\tau_2=0. \quad (5)$$

Общие интегралы уравнений (4) и (5) выражаются так:

$$\tau_1=\Theta+Ar^{\gamma}+Br^{\beta}, \quad (6)$$

$$\tau_2=Mr^{\mu}+Nr^{\nu}. \quad (7)$$

Здесь сокращенно обозначено:

$$\left.\begin{aligned}&\Theta=\frac{\alpha\tau_w}{\alpha+\sigma}, \qquad \gamma=-1+\sqrt{\frac{\alpha+\sigma}{n}+1}; \qquad \beta=-1-\sqrt{\frac{\alpha+\sigma}{n}+1};\\ &\mu=-1+\sqrt{\frac{\sigma}{n}+1}; \qquad \nu=-1-\sqrt{\frac{\sigma}{n}+1}.\end{aligned}\right\} \quad (8)$$

В задаче о круглом материке радиуса R, находящемся среди далеко простирающегося океана, граничные условия записываются в виде: а) при $r=\infty$ $\tau_1=$ конечной величине, $d\tau_1/dr=0$; б) на берегу при

$r = R$ $\tau_2 = \tau_1 = \tau_R$, $d\tau_2/dr = d\tau_1/dr$, т. е. ни функция τ, ни ее производная не испытывают скачков при переходе с океана на сушу.

В формулы (8) входят величины, легко измеримые в природе, за исключением коэффициента n, подлежащего особому определению. Но это определение чрезвычайно упрощается благодаря одному обстоятельству. Именно, разрезав австралийский материк по направлению С—Ю, СЗ–ЮВ или ЮЗ—СВ, легко обнаружить, что всюду температурная аномалия меняется здесь приблизительно по линейному закону. Значит, здесь величина $d\tau_2/dr$ в уравнении (5) должна считаться постоянной на протяжении от берега почти до центра и, соответственно, должно быть в (5) $d^2\tau_2/dr^2 = 0$.

Но в таком случае из 5 непосредственно вытекает $\sigma/n = 3$. В полном соответствии с этим и (8), разумеется, дает $\mu = 1$. Затем из другого уравнения системы (8) следует $\nu = -3$. Значит, для обеспечения конечного значения τ при $r = 0$ необходимо в (7) положить $N = 0$. После этого вместо (7) можно будет записать:

$$\tau_2 = Mr. \tag{9}$$

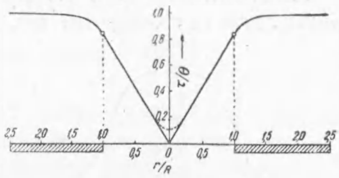

Рис. 1

На основании многочисленных опытов следует полагать: $\alpha = 3{,}3 \cdot 10^{-4}$; $\sigma = 6{,}8 \cdot 10^{-5}$; значит, $n = \sigma/3 = 2{,}27 \cdot 10^{-5}$.

Прежде чем перейти к дальнейшим выкладкам, проверим правильность гипотетического соотношения (3). Подставим в него вместо n найденное числовое значение, а вместо r — радиус круга, равновеликого по площади Европе и Азии, вместе взятым: $r = 4{,}1 \cdot 10^8$ см. Тогда формула (3) даст $K = 3{,}8 \cdot 10^{12}$. Эта цифра находится в отличном соответствии с числовым значением $AH = 4 \cdot 10^{12}$, полученным нами в старых исследованиях соединенного евразийского материка ([2]).

Подстановка всех перечисленных числовых значений величин в первые два уравнения системы (8) дает $\gamma = 3{,}3$; $\beta = -5{,}3$. Следовательно, над океаном вокруг материка граничное условие в бесконечности заставляет принять в (6) $A = 0$. Поэтому вместо (6) запишем:

$$\tau_1 = \Theta + BR^{-5,3}. \tag{10}$$

Использовав граничные условия при $r = R$, найдем два уравнения, из которых определятся постоянные M и B:

$$\Theta + BR^{-5,3} = MR, \qquad -5{,}3\,BR^{-6,3} = M. \tag{11}$$

Решив их, запишем после преобразований вместо (9) и (10):

$$\frac{\tau_2}{\Theta} = 0{,}841\,\frac{r}{R}, \tag{12}$$

$$\frac{\tau_1}{\Theta} = 1 - 0{,}159\left(\frac{R}{r}\right)^{5,3}. \tag{13}$$

На рис. 1 изображена вся кривая τ/Θ для температурного поля над круглым материком и над океаном вокруг него*. По оси абсцисс отложены значения безразмерной величины r/R. В центре материка τ обращается в нуль, так как, в соответствии с (3), здесь равен нулю коэффициент условной теплопроводности. На самом деле, разумеется, теплопроводность в «пленке-атмосфере» осуществляется и здесь. Но она весьма мала, с океана сюда доходит очень мало тепла, и наблю-

* На рисунках вода в разрезе изображена заштрихованной полоской.

даемые значения температурных аномалий здесь ведут себя примерно так, как изображено пунктиром на рис. 1. На основном протяжении кривая хорошо вяжется с результатами непосредственных наблюдений, отраженными на карте температурных изаномал.

В задаче о круглом море радиуса R среди далеко простирающегося материка граничные условия будут отличаться от рассмотренных выше тем, что при $r = \infty$ будет $\tau = 0$. Функции τ_1 и τ_2 поменяются местами относительно начала координат: первая из них будет описывать температурное поле от $r = 0$ до $r = R$, а вторая — от $r = R$ до $r = \infty$. В соответствии с этим можно будет записать вместо (6) и (7):

$$\tau_1 = \Theta + Ar^{3,3}, \tag{14}$$

$$\tau_2 = Nr^{-3}. \tag{15}$$

Постоянные B и M приняты равными нулю, потому что τ не может достигать бесконечно больших значений.

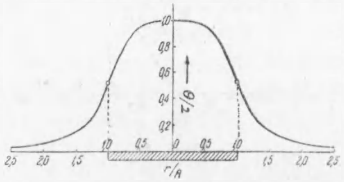

Рис. 2

Попрежнему используя граничные условия при $r = R$, определим значения A, N и в результате получим:

$$\frac{\tau_1}{\Theta} = 1 - 0,476\left(\frac{r}{R}\right)^{3,3}, \tag{16}$$

$$\frac{\tau_2}{\Theta} = 0,524\left(\frac{R}{r}\right)^{3}. \tag{17}$$

На рис. 2 изображен вид функции τ/Θ, описывающей все температурное поле в этой — второй — задаче.

Как видим, и в первой, и во второй задаче функция τ/Θ меняется в пределах от 0 до 1. Иными словами, τ меняется от 0 до Θ. Физический смысл последней величины понятен: Θ — это температура воздуха над морем в той области, где зимой не сказывается охлаждающее действие материка*. Подставив числовые значения α и σ в первую формулу системы (8), легко показать, что $\Theta = 0,83\tau_w$. Как помним, и Θ, и τ_w, и τ отсчитываются от условного нуля: от той температуры, которую принял бы воздух над данной точкой земной поверхности, если бы не существовало мирового океана. В свое время мы вычислили распределение температур воздуха вдоль меридиана для таких идеально-материковых условий ([4]). Сейчас вычисленная зимняя кривая может весьма пригодиться: определив по ней идеально-материковую температуру на данной широте, приняв ее за нуль для отсчета и зная температуру поверхностной воды в исследуемом море, легко найти τ_w, а значит, и Θ. Тем самым определяется действительный масштаб температур к диаграммам рис. 1 и 2. Масштаб расстояний от центра материка или центра моря определяется заданным радиусом R.

В настоящей работе решались лишь задачи на плоскости. В дальнейшем необходимо перенести исследование на сферу.

Морской гидрофизический институт
Академии наук СССР

Поступило
30 I 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. В. Шулейкин, ДАН, 23, № 6 (1939). [2] В. В. Шулейкин, Изв. АН СССР, сер. матем. и ест. наук, № 8—9 (1935). [3] В. В. Шулейкин, Физика моря, М., 1941, стр. 369. [4] В. В. Шулейкин, Очерки по физике моря, М., 1949, стр. 90.

* В действительности теплопроводность в пленке-атмосфере существует здесь и при $r = 0$, а потому величина τ в центре моря не может достигнуть Θ, точно так же как в предыдущей задаче τ в центре материка не может упасть до нуля.