Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 4

ГЕОФИЗИКА

А. А. ДМИТРИЕВ, Т. В. БОНЧКОВСКАЯ и Т. А. КАЛИНИНА

ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ

(Представлено академиком В. В. Шулейкиным 14 I 1955)

Полное солнечное затмение можно рассматривать как гигантский эксперимент, возникающий в природе. При этом в течение короткого времени на ограниченном участке земной поверхности происходит полное прекращение поступления лучистой энергии от солнца, как прямой, так и рассеянной. Это выключение подготавливается частным затмением, когда быстро сравнительно с суточным ходом инсоляции совершается переход от фазы полного облучения до темноты и обратно.

Основным элементом, претерпевающим изменение во время затмения, является температура воздуха в приземных слоях и температура поверхности почвы. Понижение температуры должно вызывать в свою очередь увеличение давления, если сохраняют силу законы термобарической взаимосвязи ((1), стр. 391 и (2), стр. 22), оправдывающиеся для процессов большой длительности.

Теоретический анализ происходящих возмущений температуры в первом приближении может быть произведен, исходя из уравнений

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[(k_0 + cz)\frac{\partial \theta_2}{\partial z}\right] \qquad \text{при } z > 0; \tag{1}$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = k\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} \qquad \text{при } z < 0 \tag{2}$$

с граничными условиями

$$\theta_1 = \theta_2 \qquad \text{при } z = 0; \tag{3}$$

$$\theta_1 = 0 \qquad \text{при } z = -\infty; \tag{4}$$

$$\theta_2 = 0 \qquad \text{при } z = +\infty; \tag{5}$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial z} - \lambda_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial z} = -f(t) - R\theta_1, \tag{6}$$

где индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к почве и воздуху; функция $f(t)$ — возмущение в суточном ходе инсоляции, вызываемое затмением; $R\theta_1$ — линеаризованное выражение эффективного излучения.

Для вычисления давления удобно воспользоваться известной формулой (см., например, (2), стр. 53):

$$p' = p'_s e^{-gz/BT_0} + p_0 \frac{g}{BT_0^2}\int_0^z \theta_2\, dz, \tag{7}$$

где $p_0 = p_{0s}e^{-gz/BT_0}$; p'_s — возмущение наземного давления.

Полагая p' исчезающим на бесконечно большой высоте, находим из (7):

$$p'_s = -p_{0s}\frac{g}{BT_0^2}\int_0^\infty \vartheta_2\, dz. \tag{8}$$

Решение ищем, пользуясь операционным исчислением. Оригиналам функций возмущений температуры и давления соответствуют изображения

$$\begin{aligned} \vartheta(r, z) &\doteqdot 0(t, z), \\ \tilde{p}'(r, z) &\doteqdot p'(t, z). \end{aligned} \tag{9}$$

По известному изображению $\varphi(r)$ оригинал $\Phi(t)$ можно найти при помощи интеграла

$$\Phi(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{rt}\varphi(r)\frac{dr}{r}. \tag{10}$$

Для температуры находим:

$$\vartheta_j(r, \xi) = -F(p)\varphi_j(r, \xi), \quad j = 1, 2. \tag{11}$$

Для давления:

$$\tilde{p}'_3(r) = +F(p)\, p_{0s}\frac{g}{BT_0^2}\int_0^\infty \varphi_2(r, \xi)\, dz \equiv F(p)\varphi_3(r, \xi), \tag{12}$$

где

$$\xi = \frac{2}{c}\sqrt{k_0 + cz}, \quad \xi_0 = \frac{2}{c}\sqrt{k_0}; \tag{13}$$

$$\varphi_2 = \frac{H'_0(i\sqrt{r}\xi)}{\left(\lambda_1\sqrt{\frac{r}{k}} + R\right)H'_0(i\sqrt{r}\xi_0) + i\lambda_2\frac{2\sqrt{r}}{c\xi_0}H'_1(i\sqrt{r}\xi_0)}, \tag{14}$$

$$\varphi_1 = \frac{H'_0(i\sqrt{r}\xi)\, e^{\sqrt{r/k}\,z}}{\left(\lambda_1\sqrt{\frac{r}{k}} + R\right)H'_0(i\sqrt{r}\xi_0) + i\lambda_2\frac{2\sqrt{r}}{c\xi_0}H'_1(i\sqrt{r}\xi_0)}. \tag{15}$$

Функция $F(r)$ является изображением трапециодальной функции; $f(t) = q\frac{t}{\tau_1}$ при $0 < t < \tau$; $f(t) = q$ при $\tau_1 < t < \tau_2$; $f(t) = q\frac{\tau_2 + \tau_1 - t}{\tau_1}$ при $\tau_2 < t < \tau_3$ и $f(t) = 0$ при $\tau_3 < t$.

Если время от начала частного затмения до 2-го контакта равно τ_1, а до 3-го контакта τ_2, то

$$F(r) = \frac{q}{r\tau_1}[(1 - e^{-p\tau_1})(1 - e^{-p\tau_2})] \equiv \frac{\varphi_0(r)}{r}. \tag{16}$$

В случае известного изображения функции $\varphi_j(r) \doteqdot \Phi_j(t)$ решение имеет вид

$$\frac{1}{r}\varphi_0(r)\varphi_j(r) \doteqdot \int_0^t \Phi_0(\tau)\Phi_j(t - \tau)\, d\tau. \tag{17}$$

Имея в виду, что в формуле (10) левая часть не зависит от величины σ, если она больше некоторого предела, то, увеличивая безгранично σ, можно под интегралом воспользоваться асимптотическим разложением функций (14), (15) и, в частности, входящих туда функций Ганкеля. Тогда получим

$$\varphi_2 \sim \frac{e^{-\alpha_2\sqrt{r}}}{(a+\sqrt{r})R}\sqrt{\frac{\xi_0}{\xi}}, \tag{18}$$

$$\varphi_1 \sim \frac{e^{-\alpha_1\sqrt{r}}}{(a+\sqrt{r})R}, \tag{19}$$

где

$$\alpha_1 = (\xi - \xi_0),\ \alpha_2 = \frac{|z|}{\sqrt{k}},\ a = \frac{R}{\frac{\lambda_1}{\sqrt{k}} + \frac{2\lambda_2}{c\xi_0}}. \tag{20}$$

Оригинал для выражений вида (18) и (19) известен ([3], стр. 154):

$$\varphi_j \equiv \frac{e^{-\alpha\sqrt{r}}}{a+\sqrt{r}} \doteq \frac{1}{a}\left\{\operatorname{erfc}\frac{\alpha}{2\sqrt{t}} - e^{\alpha a + a^2 t}\operatorname{erfc}\left[\frac{\alpha}{2\sqrt{t}} + a\sqrt{t}\right]\right\} \equiv \Phi_j. \tag{21}$$

Следовательно, температуру во время полного затмения можно вычислить по формуле

$$\theta_j(t, z) = -\frac{q}{\tau_1}\int_0^{\tau_1}\Phi_j(t-\tau, z)\,d\tau, \tag{22}$$

так как в формуле (17)

$$\Phi_0(t) = 1 - \sigma_0(t-\tau_1) - \sigma_0(t-\tau_2) + \sigma_0(t-\tau_1-\tau_2), \tag{23}$$

$\sigma_0(t-\tau_1)$ — единичная функция Хевисайда.

Для давления из формулы (12) с учетом (14) следует

$$p_s' = p_{0s}\frac{g}{BT_0^2}\frac{c\xi_0 q}{2R\tau_1}\int_0^t \Phi_0(\tau)\,\Phi_3(t-\tau)\,d\tau, \tag{24}$$

где

$$\Phi_3(t, \xi_0) = \frac{1}{R}\left\{2\sqrt{\frac{t}{\pi}} - \frac{1}{a}\left[1 - e^{a^2 t}\operatorname{erfc} at\right]\right\} \tag{25}$$

является оригиналом для асимптотического представления ([3], стр. 131)

$$\varphi_3(r, \xi_0) \sim \frac{1}{R\sqrt{r}\left(\frac{\sqrt{r}}{a}+1\right)}. \tag{26}$$

Вычисления, произведенные для момента солнечного затмения, велись в предположении: $R = 3{,}8\cdot 10^{-5}\ \frac{\text{кал}}{\text{см}^2\cdot\text{сек}\cdot\text{град}}$, $A = 0{,}15$, $k_0 = 0{,}18\ \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$, $c = 8\ \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, $\lambda_1 = 2{,}35\cdot 10^{-3}\ \frac{\text{кал}}{\text{см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}}$, $\lambda_2 = 5{,}5\cdot 10^{-5}\ \frac{\text{кал}}{\text{см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}}$, $q = 10^{-2}\ \frac{\text{кал}}{\text{см}^2\text{сек}}$, $\tau_1 = 4353{,}9$ сек, $\tau_2 = 4423{,}7$ сек.

Получено к моменту начала полной фазы затмения на высоте 2 м понижение температуры воздуха, равное 2,95°, и за время полной фазы дополнительное понижение, равное 0,16°. Соответствующие понижения температуры почвы составляют 11,1 и 0,34°.

Давление по вычислениям за время полной фазы должно возрасти на 0,05 мб.

Наблюдения, произведенные экспедицией Морского гидрофизического института АН СССР в районе полного солнечного затмения 30 VI близ г. Жданов показали понижение температуры воздуха к моменту начала полной фазы на 2,5° (по сравнению с интерполированным ходом суточной кривой за 30 VI на время затмения) и температуры почвы на 10,1°.

При измерении давления было обнаружено на общем фоне понижения кривой суточного хода одиночное возвышение порядка 0,2 мб.

Таким образом, можно считать, что солнечное затмение вносит существенные нарушения в суточный ход температуры. Воздействие на ход давления ничтожно. Поэтому выявить истинную величину изменений давления за счет солнечного затмения с достаточной надежностью не представилось возможным.

Морской гидрофизический
институт

Поступило
14 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. В. Шулейкин, Физика моря, Изд. АН СССР, 1941. [2] А. А. Дмитриев, Тр. Морского гидрофиз. инст., 2 (1949). [3] В. А. Диткин, П. Н. Кузнецов, Справочник по операционному исчислению, М.—Л., 1951.