

2. Доза радиации от протонов и электронов радиационных поясов Земли претерпевает "сезонные" (полугодные) вариации. В отдельные годы сезонные изменения доз достигают 50% от величины, зарегистрированной в летние месяцы. Эти вариации связаны с потерями частиц РПЗ в области Бразильской магнитной аномалии на высотах орбиты станции.

3. Спорадические вариации доз радиации на станции "Мир", связанные с солнечными вспышками, являются наиболее короткопериодными (несколько суток). Однако в исключительных случаях (март 1991 г.) их влияние проявляется в течение длительного периода времени после вспышки, существенно повышая среднесуточную дозу.

Авторы благодарят В.И. Ставринова за помощь в обработке и оформлении материала.

## Литература

1. Юртин Е.И., Шумшуров В.И., Фоминых В.А., Тельцов М.В. // Измерит. техника. 1979. №3. С.48.
2. Gook G.E. // Planet.Space Sci. 1972. 20. P.473.
3. Тверская Л.В., Тельцов М.В., Шумшуров В.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. 31. С.928.
4. Blake B. // STEP International. 1992. Vol.2. P.1.

Поступила в редакцию  
22.12.95

## ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465

# К ВОПРОСУ О ТЕПЛОПOTЕРЯХ ВОДОЕМА В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Я.Л.Александров, Е.П.Анисимова, С.Н.Дикарев, А.А.Сперанская, О.А.Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Рассматривается интегральная численная модель, позволяющая определять плотность потока тепла из воды в воздух в условиях свободной конвекции и неаэрированной водной массы. В модель в качестве определяющих внешних параметров входят температура воды и воздуха и влажность воздуха и не входит температура подстилающей водной поверхности. Результаты расчетов потерь тепла водоемом сравниваются с данными экспериментов.

В настоящее время в научной литературе имеется обширный материал, посвященный исследованию свободно-конвективного движения в системе водоем—атмосфера. Из отечественных исследований хорошо известны работы Института физики атмосферы [1–3], Института океанологии [4] и коллектива авторов Главной геофизической обсерватории [5]. На протяжении многих лет работы по изучению свободно-конвективного движения проводятся и в МГУ [6,7]. Многочисленные исследования в этой области ведутся за рубежом (см., напр., [8]).

В результате экспериментальных и натурных работ установлено, что закон теплопередачи для свободной турбулентной конвекции, имеющий вид

$$\text{Nu} = \text{ARa}^{1/3}, \quad \text{Nu} = \frac{Ql}{c_p \rho k \Delta t}, \quad \text{Ra} = \frac{g \alpha \Delta t l^3}{\nu k}, \quad (1)$$

применим и к системе водоем—атмосфера. В зависимости (1)  $Q$  — поток тепла,  $c_p$  — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении,  $l$  — масштаб длины,  $\Delta t$  — разность температур на границах рассматриваемой области,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $k$  — коэффициент температуропроводности жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\alpha$  — температурный коэффициент объемного расширения,  $\rho$  — плотность,  $A$  — числовой коэффициент. Наиболее часто значение коэффициента  $A$  в формуле (1) принимается равным 0,14.

Для определения плотности потоков скрытого и явного тепла на границе раздела вода—воздух существует целый ряд параметризационных формул, основанных на зависимости (1). Все они используют ряд внешних параметров, включающий такую трудно определяемую величину, как температура водной поверхности  $t_s$ . В настоящей работе сделана попытка в качестве опреде-

ляющих внешних параметров использовать температуру воды  $t_w$ , температуру  $t_a$  и относительную влажность  $\varepsilon$  воздуха, но не включать температуру водной поверхности  $t_s$ .

С этой целью рассматривается задача об остывании неаэрированной пресной жидкости при свободной конвекции. Используется система из 17 нелинейных уравнений с 17 неизвестными:

$$Q_q = AL\rho_a\Delta q_{sa}^{4/3} \left\{ \frac{g\beta k_q^2}{\nu_a} \left[ 1 + \left( \frac{k_a}{k_q} \right)^{0,5} \left( \frac{\alpha_a \Delta t_{sa}}{\beta \Delta q_{sa}} \right) \right] \right\}^{1/3}, \quad (2)$$

$$Q_a = Ac_{pa}\rho_a\Delta t_{sa}^{4/3} \left\{ \frac{g\alpha_a k_q^2}{\nu_a} \left[ 1 + \left( \frac{k_q}{k_a} \right)^{0,5} \left( \frac{\beta \Delta q_{sa}}{\alpha_a \Delta t_{sa}} \right) \right] \right\}^{1/3} \quad (3)$$

$$Q_w = Ac_{pw}\rho_w\Delta t_{ws}^{4/3} \left\{ \frac{g\alpha_w k_w^2}{\nu_w} \right\}^{1/3}, \quad (4)$$

$$Q_R = \sigma\delta(T_s^4 - T_a^4), \quad (5)$$

$$Q_w = Q_R + Q_a + Q_q, \quad (6)$$

$$\Delta q_{sa} = 0,622(e_s - \varepsilon e_a)/p, \quad (7)$$

$$k_q = 0,205 \left( \frac{T_a}{273} \right)^{2,072} \cdot 10^{-4}, \quad (8)$$

$$k_a = 0,2407(c_{pa}\rho_a)^{-1}, \quad (9)$$

$$k_w = 5,6522(c_{pw}\rho_w)^{-1}, \quad (10)$$

$$\nu_a = \left( 0,172 + 0,0117 \frac{t_a}{25^\circ\text{C}} \right) \cdot 10^{-7} \rho_a^{-1}, \quad (11)$$

$$\nu_w = \left( 0,0179 - 0,0124 \frac{t_w}{50^\circ\text{C}} \right) \cdot 10^{-4}, \quad (12)$$

$$\alpha_a = (T_a)^{-1}, \quad (13)$$

$$\alpha_w = 0,449 \cdot 10^{-3} \frac{t_w}{50^\circ\text{C}}, \quad (14)$$

$$\rho_a = 352,93 \cdot 10^3 T_a^{-1}, \quad (15)$$

$$\rho_w = 999,8426 \cdot 10^3 + 67,9395t_w - 9,0953t_w^2 + 0,1002t_w^3, \quad (16)$$

$$L = 2500,8 - 2,3t_s, \quad (17)$$

$$c_{pw} = 4,2174 - 0,0037t_w + 0,1413 \cdot 10^{-3}t_w^2 - 0,0026 \cdot 10^{-3}t_w^3 + 0,0021 \cdot 10^{-5}t_w^4, \quad (18)$$

$$c_{pa} = 1,007, T_a = t_a + 273; T_s = t_s + 273; T_w = t_w + 273.$$

Здесь  $Q$  имеет размерность  $[\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}]$ ,  $k$  и  $\nu$  —  $[\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}]$ ,  $\alpha$  —  $[\text{град}^{-1}]$ ,  $\rho$  —  $[\text{г} \cdot \text{м}^{-3}]$ ,  $L$  —  $[\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1}]$ ,  $c_p$  —  $[\text{Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}]$ ,  $T, t$  —  $[\text{град}]$ .

В приведенных выше выражениях (2)-(18) приняты следующие обозначения:  $t$  и  $T$  — температура в шкале

Цельсия и Кельвина (индексы "w" и "a" относятся к воде и воздуху соответственно),  $L$  — удельная теплота парообразования,  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана,  $\delta$  — относительная излучательная способность воды,  $e_s$  и  $e_a$  — атмосферное давление насыщения водяных паров при температурах  $t_s$  и  $t_a$ ,  $p$  — давление,  $k_q$  — коэффициент диффузии водяного пара в воздухе,  $\Delta q_{sa}$  и  $\Delta t_{sa}$  — разность удельной влажности и температуры на поверхности воды и в окружающем воздухе,  $\Delta t_{ws}$  — разность между температурой водной поверхности и основной массы воды,  $\beta \approx 0,61$ .

Первые три уравнения в приведенной выше системе являются хорошо известными соотношениями для расчета потерь тепла за счет контактного теплообмена ( $Q_a$ ) и испарения ( $Q_q$ ), а также общих потерь тепла водными массами ( $Q_w$ ) в режиме свободной конвекции [1,2]. Уравнение (5) описывает радиационные потери тепла нагретой жидкостью ( $Q_R$ ) и хорошо оправдывается в условиях лабораторного эксперимента [2]. Условие теплового баланса на водной поверхности выражается соотношением (6). Формулы (8)-(18) отражают зависимость физических характеристик воды и воздуха от температуры и взяты из работы [9].

Очевидно, что решить выписанную систему уравнений аналитически, не прибегая к существенным упрощениям, невозможно. Для решения был использован метод итераций. В уравнения (2)-(4) подставлялись значения соответствующих величин из соотношений (7)-(18) и из обеих частей уравнения (4) вычиталась величина  $Q_w$ , определенная по уравнению (6). В результате было получено трансцендентное уравнение относительно одной неизвестной величины, а именно температуры  $t_s$  водной поверхности. К полученному трансцендентному уравнению  $F(t_s) = 0$  применялся метод итераций [10]. В качестве нулевого приближения  $t_s$  выбиралась температура воды  $t_w$ . В рассматриваемом случае корень трансцендентного уравнения принимал значение в интервале  $[t_{s,n}; t_{s,n+1}]$ . Условие прекращения итераций выбиралось в виде  $(t_{s,n+1} - t_{s,n}) < \gamma$ , где  $\gamma$  было принято равным 0,0001. Это условие всегда выполнялось за шесть итераций.

По предложенной модели рассчитывались потери тепла из воды в воздух  $Q_w$ . Расчеты выполнялись для следующих диапазонов изменения внешних параметров:

$$5^\circ\text{C} \leq t_a \leq 25^\circ\text{C}, 20\% \leq \varepsilon \leq 100\%, 0^\circ\text{C} \leq \Delta t_{wa} \leq 25^\circ\text{C}$$

( $\Delta t_{wa}$  — перепад температуры между водой и воздухом). Выполненные расчеты позволили предложить формулу для определения потерь тепла водоемом в условиях свободной конвекции:

$$Q_w = 698,3(7,6 \cdot 10^{-3} + 4,2 \cdot 10^{-4}t_a)\Delta t_{wa}^{1,24+0,0057t_a} + [(-2,9 \cdot 10^{-3} + 5,8 \cdot 10^{-4}t_a)\Delta t_{wa} + (0,152 + 2,3 \cdot 10^{-3}t_a)](1 - \varepsilon). \quad (19)$$

Как видно из (19), значение плотности суммарного потока тепла из воды в атмосферу является функцией трех

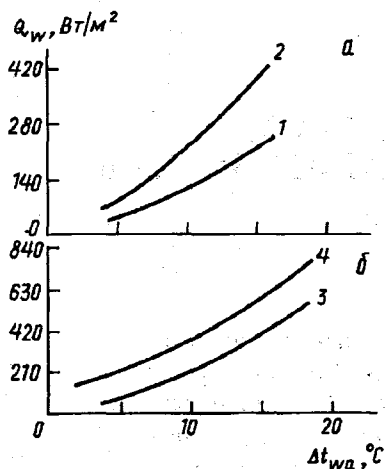


Рис.1

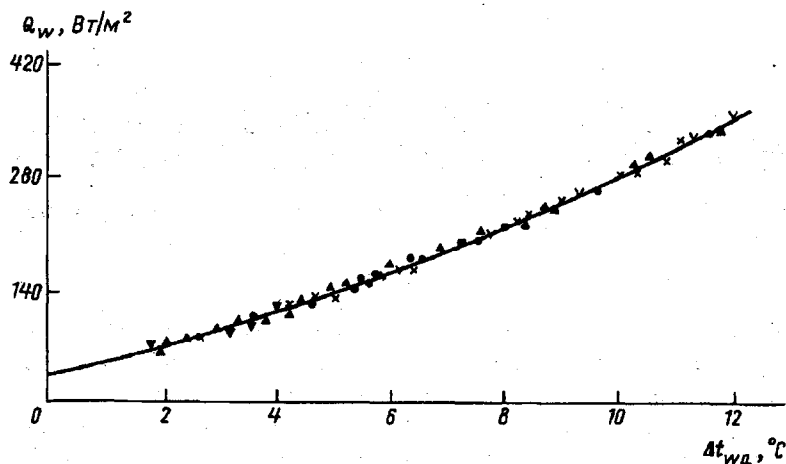


Рис.2

Рис.1. Зависимость плотности потока тепла  $Q_w$  от величины  $\Delta t_{wa}$  (расчет по формуле (19)) при различных значениях температуры воздуха  $t_a$  и относительной влажности  $\epsilon$ :  $\epsilon = 100\%$ ,  $t_a = 5^\circ\text{C}$  (1) и  $25^\circ\text{C}$  (2);  $t_a = 25^\circ\text{C}$ ,  $\epsilon = 100\%$  (3) и  $20\%$  (4)

Рис.2. Зависимость плотности потока тепла  $Q_w$  от величины  $\Delta t_{wa}$  при  $t_a = 18^\circ\text{C}$  и  $\epsilon = 70\%$ : значки — экспериментальные данные, сплошная кривая — расчет по формуле (19)

внешних параметров:  $t_a$ ,  $\Delta t_{wa}$ ,  $\epsilon$ . Проведенные вычисления позволили оценить влияние каждого конкретного параметра на величину плотности потока  $Q_w$  (рис.1 и 2). Из рис.1 видно, что величина  $Q_w$  растет с ростом температуры воздуха  $t_a$  и уменьшается с увеличением относительной влажности  $\epsilon$ .

Для проверки работоспособности предложенной формулы (19) был выполнен большой цикл экспериментальных исследований. Дно и стенки заполненного водой бассейна были термостатированы. Потери тепла за счет несовершенства тепловой изоляции оценивались и учитывались при дальнейших расчетах. В процессе экспериментов измерялись изменения во времени температуры воды в бассейне и температуры и влажности воздуха в помещении. Измерения позволили определять потери тепла  $Q_w$  по формуле

$$Q_w = c_{p_w} \rho_w H \frac{\partial t_w}{\partial \tau}, \quad (20)$$

где  $\tau$  — время,  $H$  — глубина воды в бассейне. Основной массив экспериментальных данных был получен при температуре воздуха в помещении  $t_a = 18^\circ\text{C}$  и относительной влажности воздуха  $\epsilon = 70\%$ . Полученные экспериментально значения плотности потока тепла  $Q_w$  при этих условиях представлены на рис.2 различными значками, расчетная зависимость  $Q_w(\Delta t_{wa})$  по формуле (19) при тех же условиях — сплошной кривой. Видно, что рассчитанные и измеренные величины  $Q_w$  практически совпадают.

Результаты экспериментов, выполненных при других значениях  $\epsilon$ ,  $t_a$  и  $\Delta t_{wa}$ , аналогичны. Расчеты показали, что коэффициент корреляции между измеренными и рассчитанными значениями потока тепла  $Q_w$  составляет 0,98.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-05-14689).

### Литература

1. Голицын Г.С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. Л., 1980.
2. Голицын Г.С., Грачев А.А. // ДАН. 1980. 255, №3. С.548.
3. Грачев А.А., Панин Г.Н. // Изв.АН СССР, ФАО. 1984. 20, №5. С.364.
4. Гинзбург А.И., Дикарев С.Н., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. // Изв. АН СССР, ФАО. 1981. 17, №4. С. 400.
5. Бортковский Р.С., Бютнер Э.К., Малевский-Малевич С.П., Преображенский Л.Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера. Л., 1974.
6. Анисимова Е.П., Блогина Н.С., Гусев А.М. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1980. №5. С.64 (Moscow University Phys. Bull. 1980. N5. P. 68).
7. Хунджюа Г.Г., Андреев Е.Г. // ДАН. 1973. 208, №4. С.841.
8. Katsaros K.B., Liu W.T., Businger T.A., Tillman T. // J. Fluid Mech. 1977. 83. P.311.
9. Справочник по физическим величинам. М., 1991.
10. Калиткин Н.Н. Численные методы. М., 1978.

Поступила в редакцию  
03.04.96