

3. Алмаз в электронной технике/ Под ред. В.Б. Кваскова. М., 1990. С. 246.
4. Rosencwaig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. N.Y.: J.Wiley&Sons, 1980. P. 309.
5. Rosencwaig A. // Rev. Sci. Instr. 1977. 48, N9. P. 1133.
6. The Properties of Diamond/ Ed. by J.E. Field. London: Academic Press, 1990. P. 675.

7. Whitfield M.D., McKeag R.D., Pang L.Y.S. et al. // Diamond and Related Materials. 1996. 5. P. 829.
8. Salvatori S., Vincenzoni R., Rossi M.C. et al. // Ibid. P. 775.
9. Tilgner R. // Appl. Opt. 1981. 20. P. 3780.
10. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976. С. 926.
11. Phillip H.R., Taft E.A. // Phys. Rev. 1962. 127. P. 159.

Поступила в редакцию
10.02.97

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465

ВЛИЯНИЕ АЭРАЦИИ ВОДНЫХ МАСС НА ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Е.П. Анисимова, С.Н. Дикарев, А.А. Сперанская, О.А. Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Приводятся результаты экспериментального исследования вертикального распределения температуры воздуха в тонком приводном слое атмосферы над аэрированной и неаэрированной водой. Показано, что поток тепла, поступающий из аэрированной воды в атмосферу, при прочих равных условиях больше, чем из неаэрированной.

В проблеме тепломассообмена между гидросферой и атмосферой в условиях свободной конвекции до настоящего времени мало изученным является вопрос о влиянии степени аэрированности водных масс на тепло- и массопотери водоемов. Вместе с тем аэрация почти повсеместно присуща природным водоемам и обусловлена как естественными причинами (процессами фотосинтеза, обрушением ветровых волн, наличием донных загазованных источников), так и процессами, связанными с деятельностью человека. Наибольшей аэрированностью характеризуются воды прибрежной полосы морей и океанов, где в силу малых глубин увеличивается крутизна волн и идет их интенсивное обрушение и куда главным образом и поступают сильно аэрированные промышленные сбросы.

Исследования влияния аэрированности водных масс на тепломассообмен на границе раздела вода-воздух ведутся на физическом факультете МГУ и в Институте океанологии РАН.

В настоящей статье обсуждаются результаты лабораторных экспериментов, выполненных в условиях, когда температура воды была выше температуры воздуха. Исследовалось распределение температуры в ± 2 см пограничном слое вода-воздух. Измерения в слое воздуха и воды толщиной 0,1 см, непосредственно прилегающем к водной поверхности, проводились через 0,02 см, что позволило надежно определять градиенты температуры у границы раздела вода-воздух. На горизонтах $|z| > 0,1$ см дискретность измерений температуры была больше, и слой с инверсионным распределением температуры, харак-

терный для условий свободной конвекции в приводном слое воздуха, не прослеживался.

Показано [1], что в условиях свободной конвекции вертикальные распределения температуры воздуха $t_a(z)$ над аэрированной водой отличаются от аналогичных распределений над жесткими нагретыми поверхностями и хорошо выстоявшейся (неаэрированной) водной массой. При этом отличие тем заметнее, чем более аэрирована вода. Для сравнения профилей используются, как это принято [2], безразмерные координаты:

$$z^+ = z/\delta_i, \quad \delta_i = c_{pa} \rho_a k \Delta t_{sa} / Q_a, \quad (1)$$

$$t_a^+ = [t_a(z) - t_{\infty}] / \Delta t_{sa},$$

где Q_a – плотность контактного потока тепла в воздухе, k – молекулярная температуропроводность, c_{pa} и ρ_a – удельная теплоемкость при постоянном давлении и плотность воздуха, t_s и t_{∞} – температуры водной поверхности и окружающего воздуха, $t_{sa} = (t_s - t_{\infty})$.

При исследованиях влияния аэрации на тепломассопотери водоемов необходимо иметь количественный показатель степени аэрированности водной массы. Можно предложить следующую оценку [3]. Будем рассматривать аэрированную воду как двухкомпонентную среду, в которой поток массы обуславливается тепловыми эффектами:

$$M_Q = \frac{Q_w \alpha_w}{c_{pw}} \quad (2)$$

и наличием в воде пузырьков газа:

$$M_a = \rho_a N_a V_a. \quad (3)$$

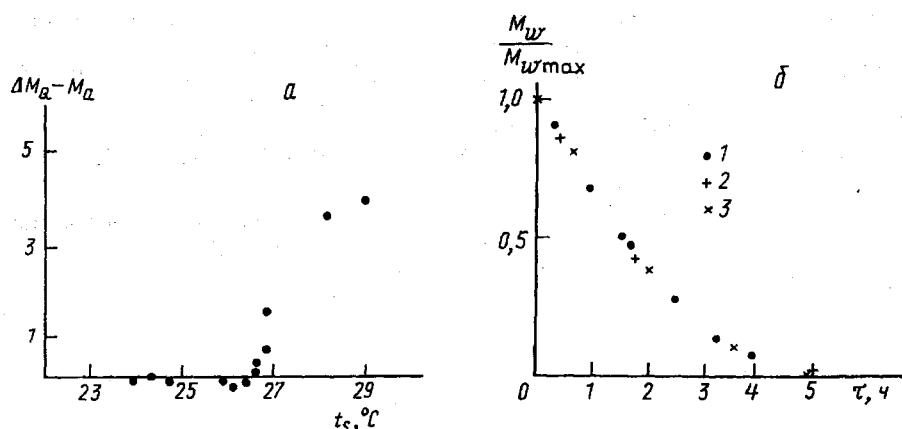


Рис. 1. Зависимость разности величин ΔM_Q и M_a от температуры водной поверхности t_s (а) и величины M_w/M_{wmax} от времени τ (б) для трех серий измерений (значки 1-3)

Здесь M_Q и M_a – плотности потока массы, Q_w – плотность потока тепла из воды в воздух, α_w – термический коэффициент расширения жидкости, c_{pw} – удельная теплоемкость воды при постоянном давлении, N_a – количество пузырьков газа, проходящих через единицу поверхности в единицу времени, V_a – объем пузырька газа.

С учетом выражений (2) и (3) запишем следующее выражение для плотности потока массы:

$$\langle \rho' w' \rangle = \left(\frac{\alpha_w}{c_{pw}} \right) Q_w + \rho_a N_a V_a = \left(\frac{\alpha_w}{c_{pw}} \right) Q_w [1 + B_1],$$

где $B_1 = M_a/M_Q$, w' – пульсации вертикальной скорости. Величина B_1 представляет собой отношение плотности потока массы в пузырьках к конвекционному потоку массы, обусловленному перегревом воды по отношению к воздуху. Значения B_1 , определенные по экспериментальным данным [3], имеют тот же порядок, что и число Боуэна в приводном слое атмосферы (в проведенных экспериментах величина B_1 менялась в пределах от 0,02 до 0,15).

Применявшаяся методика проведения экспериментов [3, 4] позволила оценить плотность потока тепла из воды $\Delta Q_w^* = Q_w - Q_{w0}$, который обусловлен вылетом пузырьков газа (здесь Q_w и Q_{w0} – плотности потоков тепла в аэрированной и неаэрированной воде при прочих равных условиях), и плотность потока влаги M_w в виде микробрызг, образующихся при выходе пузырьков газа из воды в воздух. Величина M_w может быть представлена как $M_w = \rho_w N_w V_w$, где ρ_w – плотность воды, N_w – количество микробрызг, образующихся на единичной площади в единицу времени, V_w – объем микрокапли. Если предположить, что при схлопывании одного пузырька на границе раздела вода-воздух образуется одна микрокапля, т.е. $N_a = N_w$, то можно записать следующее соотношение:

$$\frac{M_a}{M_w} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{d_a}{d_w} \right)^3,$$

где d_a и d_w – диаметры пузырька газа и микрокапли. Поскольку для условий рассматриваемых экспериментов можно считать $d_a/d_w = 10^3$ и $\rho_a/\rho_w \approx 10^{-3}$, то $M_a \approx M_w$.

Зависимость разности плотности потока массы

$\Delta M_Q = \Delta Q_w^* \alpha_w / c_{pw}$ и плотности потока массы M_a от температуры водной поверхности (рис. 1, а) показывает, что при температуре водной поверхности до значения 26,5°C эти величины равны. Тогда общий поток массы можно записать в виде

$$M = M_Q + M_a = M_{Q0} + \Delta M_Q + M_a \approx M_{Q0} + 2M_a \approx M_{Q0} + 2M_w,$$

где M_{Q0} – плотность потока массы (дефицит плотности) в воде при свободной термической конвекции без аэрации.

Представляет интерес провести сравнение вертикальных распределений температуры $t_a(z)$ в приводном слое воздуха над аэрированной и выстоявшейся, т.е. заведомо неаэрированной, водой при фиксированных значениях температуры воды в бассейне, а также температуры и влажности окружающего воздуха. В качестве аэрированной использовалась свеженалитая водопроводная вода. Эксперименты начинались тогда, когда вода становилась прозрачной и никакой динамики в ней визуально не прослеживалось. Как показали предварительные опыты, аэрированность такой воды уменьшается со временем сравнительно медленно и исчезает через пять часов. Результаты экспериментов приведены на рис. 1, б, где по оси абсцисс отложено время τ , а по оси ординат – плотность потока воды, переносимого микрокаплями, M_w .

Получение экспериментальным путем профилей температуры над аэрированной и выстоявшейся водой одновременно в строго идентичных условиях затруднено. Поэтому была применена следующая методика. Как показано в работе [1], вертикальное распределение температуры над нагретой водной поверхностью в условиях свободной конвекции при неаэрированной водной массе рассчитывается по формуле, предложенной в работе [2]. Однако для выполнения такого расчета помимо температуры воды и воздуха (t_w и t_a) необходимо знать также температуру водной поверхности t_s и величину плотности контактного потока тепла Q_a (см. формулу(1)). Для определения величин t_s и Q_a использовалась замкнутая система уравнений [5]. На рис. 2 представлены экспериментально измеренные вертикальные распределения температуры воздуха над водой различной степени аэрированности (черные точки)

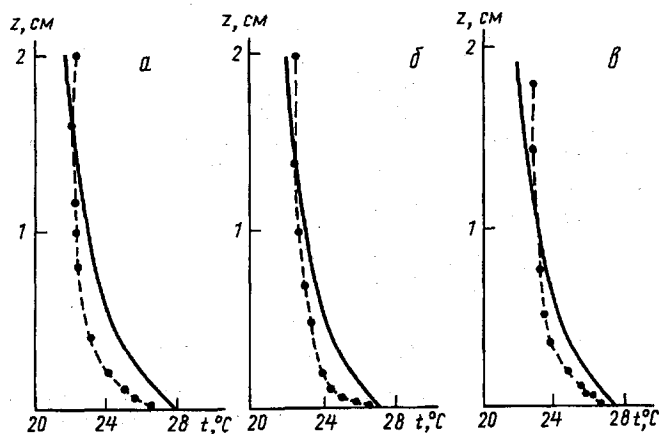
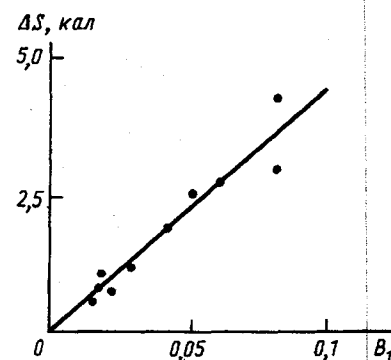


Рис. 2. Вертикальные профили температуры в приводном слое воздуха над неаэрированной (сплошные линии) и аэрированной (точки) водой (относительная влажность воздуха $\varepsilon = 55\%$). Профили измерены в последовательные моменты времени

На этом же рисунке приведены также профили температуры $t_a(z)$ над неаэрированной водой при тех же условиях, что и в случае аэрированной жидкости, рассчитанные по изложенной выше методике. Воспользуемся в качестве характеристики степени аэрированности водных масс параметром B_1 , который для профилей рис. 2 равен 0,06 (а); 0,04 (б) и 0,02 (в).

Как видно из рис. 2, в тонком приводном слое воздуха над аэрированной водой в условиях, когда относительная влажность воздуха менее 100%, температура воздуха заметно ниже, чем над неаэрированной. Причем толщина выхоложенного слоя воздуха тем больше, чем выше значение параметра B_1 . В первом случае (рис. 2, а) охлаждение воздуха имеет место вплоть до высот 16 мм над уровнем воды, во втором – 14 (рис. 2, б) и в третьем – до 10 мм (рис. 2, в). Таким образом, теплосодержание тонкого приводного слоя воздуха тем меньше, чем больше величина B_1 , т.е. чем больше степень аэрированности водной массы. По приведенным на рис. 2 и аналогичным им графикам легко рассчитать уменьшение теплосодержания ΔS в тонком приводном слое воздуха над аэрированной нагретой водой по сравнению с неаэрированной. Результаты таких расчетов, приведенные на рис. 3, показывают, что величина ΔS растет с увеличением аэрированности воды.

Рис. 3. Зависимость дефицита теплосыла ΔS тонкого приводного слоя воздуха от параметра B_1



Следует отметить, что выше выхоложенного слоя воздуха над аэрированной водой температура воздуха несколько больше, чем над водой неаэрированной (см. рис. 2).

Тепловые процессы в приводном слое воздуха в условиях свободной конвекции при наличии капельно-пузырькового обмена можно представить следующим образом: если воздух не насыщен водяным паром ($\varepsilon < 100\%$), то капли, вылетающие из воды при схлопывании пузырьков газа, будут испаряться, забирая при этом тепло из тонкого приводного слоя. Следовательно, будет охлаждаться и водная поверхность, что приведет к увеличению градиента температуры воды вблизи границы раздела $dt_w/dz|_{z \rightarrow 0}$ и росту потока тепла, поступающего из воды в атмосферу.

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

Литература

1. Анисимова Е.П., Сперанская А.А., Сперанская О.А. // Изв. РАН, ФАО. 1992. 28, №10-11. С.1071.
2. Грачев А.А. // Изв.АН СССР, ФАО. 1989. 25, №2. С.179.
3. Анисимова Е.П., Дикарев С.Н., Сперанская А.А., Сперанская О.А. // Изв.РАН, ФАО. 1993. 29, №1. С.123.
4. Анисимова Е.П., Казанский А.Б., Сперанская А.А., Сперанская О.А. // Изв.АН СССР, ФАО. 1992. 28, №1. С.83.
5. Александров Я.Л., Анисимова Е.П., Дикарев С.Н., Сперанская А.А. Тез. докл. 4-й конф. "Динамика и термика рек, водохранилищ, внутренних и окраинных морей". М., 1994. Т.2. С.11.

Поступила в редакцию
24.05.96