

и разности фаз по нормали к поверхности поглотителя с шагом  $\lambda/20$  на расстоянии до одной длины волны. Результаты измерения коэффициента отражения в предположении падения плоской волны пересчитаны с учетом поправки на сферичность и представлены на рис. 3, в. Полученная экспериментально структура звукового поля хорошо согласуется с рассчитанной на ЭВМ для сферической волны, падающей на поглотитель с коэффициентом отражения, близким к коэффициенту отражения свинца.

Предложенная методика определения коэффициента отражения звуковых волн от поверхности и ее угловой зависимости может быть полезной при оценке эффективности звукопоглощающих материалов, применяемых на транспорте, в жилых и производственных помещениях и т. д.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Жуков А. Н. и др. X Всесоюз. акуст. конф. Доклады. Секция П. М., 1983, с. 59. [2] Pascal J. C. Conference «Recent developments in acoustic intensity measurement». Senlis (France), 1981, p. 11.

Поступила в редакцию  
20.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, Т. 26, № 6

## ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466.31

### ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР ВОДЫ И ВОЗДУХА НА ГЕНЕРАЦИЮ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Л. М. Воронин, А. А. Лазарев, К. В. Показеев, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Температурная стратификация приповерхностного слоя воздуха должна влиять на генерацию и развитие ветровых волн [1]. В настоящее время этот вопрос еще полностью не исследован. Имеются отдельные работы, в которых указывается, что температурная стратификация или разность температур воды и воздуха, более часто измеряемая в натуральных условиях, влияет на ветровое волнение [2, 3]. Однако в этих работах содержится только изложение отдельных фактов. К данной проблеме относятся и работы, в которых исследовалось влияние стратификации на коэффициент сопротивления, например [4]. Связь коэффициента сопротивления с параметрами волнения, по крайней мере с его высокочастотной частью, хотя и имеет место, еще не изучена [1, 4].

На необходимость изучения влияния температурной стратификации на ветровое волнение указывается и в работах, в которых проводилось сопоставление контактных и спутниковых методов измерения характеристик приповерхностного слоя океана. Например, в [5] значительные расхождения в контактных и спутниковых измерениях скорости ветра над поверхностью океана объясняются влиянием стратификации на высокочастотные составляющие спектра ветрового волнения, по интенсивности которых, измеренной радиолокатором, определяли среднюю скорость ветра.

Нами проведено экспериментальное исследование начальной стадии генерации ветровых волн при скоростях ветра до 8 м/с для различных значений температур воды и воздуха. Так как время или разгон, необходимые для полного развития высокочастотных составляющих ветрового волнения, малы [6], начальные стадии генерации волн в лабораторных и природных условиях во многом идентичны.

Эксперимент проведен в стеклянном лотке длиной 8 м, шириной 0,45 м при глубине воды 0,2 м. Высота воздушного зазора между невозмущенным уровнем воды и крышкой составляла 0,25 м. Средняя скорость ветра  $V$ , измеряемая на высоте 0,15 м от поверхности воды не-стандартной вертушкой, изменялась от 0,5 до 8 м/с. Средняя температура воздушного потока измерялась на высоте 0,05 м от невозмущенного уровня воды с точностью до  $0,1^\circ\text{C}$  и составляла  $18\text{--}25^\circ\text{C}$ ; температура воды измерялась на глубине 0,05 м и изменялась от  $12,5$  до  $32,5^\circ\text{C}$  в различных экспериментах. Возвышения поверхности воды регистрировались струнными волнографами (при малых скоростях ветра — электродными с чувствительностью до  $200$  мВ/мм) на разгонах 1,8 и 3,6 м. Спектры и дисперсия возвышений поверхности измерялись спектроанализатором «Брюль и Кьер 2321».

Различные условия температурной стратификации создавались изменением температуры воды  $t_w$ ; средняя температура воздуха  $t_a$  для каждой температуры воды  $t_w$  фиксировалась. Постоянство температуры воздуха обеспечивалось тем, что мы использовали вентилятор всасывающего типа, который подавал воздух из зала, имеющего объем, в тысячи раз больший объема лотка. За время прохождения воздуха над водной поверхностью его температура практически не изменялась. Разность  $t_a - t_w$  изменялась от  $-8,5$  до  $+5,6^\circ\text{C}$ . При фиксированных значениях  $t_a, t_w$  измеряли дисперсии возвышений поверхности  $\sigma^2$  на двух разгонах для нескольких значений средней скорости ветра (10—12 значений в диапазоне от 0,5 до 8 м/с). Затем изменялась величина  $t_w$  и проводилась серия измерений при различных средних скоростях ветра.

Таким образом были получены зависимости  $\sigma(V, t_a - t_w)$  (рис. 1) или, при фиксированной  $t_a$ , —  $\sigma(V, t_w)$ . Зависимости  $\sigma(V)$  при  $t_a - t_w = \text{const}$  имеют характерную особенность: сначала наблюдается медленный рост  $\sigma$  при увеличении  $V$ , затем при  $V > V_k$  происходит резкое возрастание  $\sigma$ . Та-

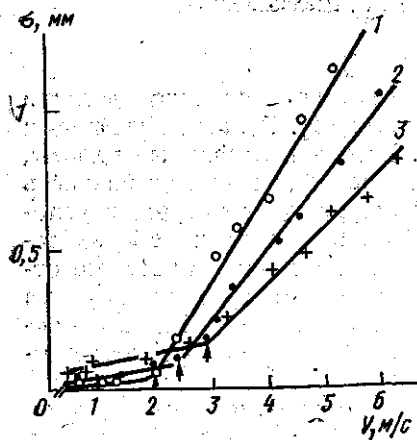


Рис. 1. Зависимость  $\sigma(V)$  при  $t_a - t_w = -3,6$  (1),  $+0,3$  (2),  $+4,4^\circ\text{C}$  (3). Температура воздуха  $18,6^\circ\text{C}$ , разгон  $x = 3,6$  м. Стрелки соответствуют величинам  $V_k$ .

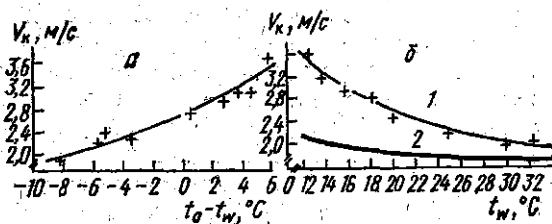


Рис. 2. Зависимость  $V_k$  от  $t_a - t_w$  ( $t_a = 18,6^\circ\text{C}$ ) — а и от  $t_w$  — б: 1 — экспериментальные значения, 2 — расчет по (4)

кой вид  $\sigma(V)$  объясняется переходом от линейного механизма роста волн во времени или по разгону к экспоненциальному [7, 8, 9]. Рис. 1 указывает на существование зависимости  $V_k$  от  $t_a - t_w$  и от  $t_w$ , которая показана в явном виде на рис. 2. Значения  $V_k$  осреднены по двум разгонам.

Температурную зависимость  $\sigma(V, t_w)$  можно объяснить следующим образом. Когда скорость ветра достигает критической  $V_K$ , амплитуда гармонической составляющей волны как функция разгона  $x$  подчиняется экспоненциальному закону:

$$a(x) = a_0 \exp\{\beta x/c_T\}, \quad (1)$$

где  $c_T$  — групповая скорость волн с циклической частотой  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота,  $c$  — фазовая скорость волн,  $a(x)$ ,  $a_0$  — амплитуды волн при  $x \neq 0$  и  $x = 0$  соответственно,  $\beta$  — параметр. В ряде исследований, в частности в [10], показано, что  $\beta$  удовлетворяет следующей эмпирической формуле:

$$\beta = 0,04 V_*^2/c - 4v_w k^2, \quad (2)$$

где  $V_*$  — динамическая скорость воздуха,  $v_w$  — коэффициент кинематической вязкости воды,  $k = \omega/c$  — волновое число. Эта формула с точностью до постоянного множителя перед первым членом совпадает с параметром  $\beta$  в теоретической модели Майлса, описывающей экспоненциальный рост волн [11]. Величину критической динамической скорости  $V_{*K}$ , при которой начинается экспоненциальный рост волн, можно найти из (2) при условии  $\beta = 0$ :

$$V_{*K} = (100 v_w \omega)^{1/2}. \quad (3)$$

Используем связь между динамической скоростью и средней скоростью ветра в виде [1, 11]

$$V_* = V/20.$$

Тогда (3) принимает вид

$$V_K = 200 (v_w \omega)^{1/2} = 200 (2\pi f v_w)^{1/2}. \quad (4)$$

Эта формула уже описывает зависимость  $V_K(t_w)$ , так как  $v_w$  сильно зависит от температуры. Согласно [7], частота волновых колебаний при  $V \leq V_K$  равна 13,4 Гц. Наши измерения частоты максимума спектра в этом диапазоне скоростей дают величины 8—16 Гц, что согласуется с [7]. Подставляя в (4)  $f = 13,4$  Гц, получим  $V_K$  как функцию  $t_w$ . Результаты такого расчета представлены на рис. 2, б. Формула (4) дает меньшие значения, чем эксперименты, но отражает зависимость  $V_K$  от  $t_w$ .

Уменьшение  $V_K$  и  $v_w$  при росте  $t_w$  должно приводить к тому, что при прочих равных условиях (величины  $V$  и  $x$ ) ветровое волнение при больших значениях  $t_w$  будет более развито. Это подтверждает вид  $\sigma(V)$  при  $V > V_K$  (см. рис. 1). Влиянию  $t_w$  на  $\sigma$  может быть дано следующее объяснение. Во-первых, при увеличении  $t_w$  уменьшается вязкая диссипация, что должно приводить к росту  $\sigma$ . Во-вторых, с ростом  $t_w$  уменьшается величина  $V_K$ ; это означает, что при большей температуре  $t_w$  на водную поверхность фактически будет действовать большая скорость ветра, приводящая к большей величине  $\sigma$ . Так как экспоненциальный рост начинается при  $V > V_K$ , положим

$$V_* = \frac{1}{20} (V - V_K).$$

Подставив  $V_*$  и (2) в (1), получим

$$a(x) = a_0 \exp\left\{\left[\frac{10^{-4}(V - V_K)^2 k}{c} - 4v_w k^2\right] \frac{x}{c_T}\right\}. \quad (5)$$

В выражении (5)  $V_K$  и  $v_w$  зависят от  $t_w$ . С ростом  $t_w$  величины  $v_w$  и  $V_K$  уменьшаются, а  $\beta$  увеличивается, следовательно, растет и  $a(x)$ .

Для оценки влияния  $t_a - t_w$  удобно рассмотреть отношение амплитуд волн при разных  $t_w$ :

$$\frac{a(x, t_{w1})}{a(x, t_{w2})} = \exp \left\{ \frac{10^{-4} x k}{c_T c} [(V - V_{K1})^3 - (V - V_{K2})^3] - 4k^2 (v_{w1} - v_{w2}) \frac{x}{c_T} \right\}, \quad (6)$$

где  $V_{K1}, V_{K2}$  — критические скорости при  $t_{w1}, t_{w2}$  соответственно,  $v_{w1}, v_{w2}$  — коэффициенты кинематической вязкости воды при  $t_{w1}, t_{w2}$ .

На рис. 3 показаны экспериментальные значения  $\sigma(V, t_w)$ , нормированные на  $\sigma(V, t_w = t_a)$ . Экспериментальные данные согласуются с расчетом по (6), выполненным для частот максимума спектра и экспериментальных значений  $V_K$ .

В [9] показано, что при  $V > V_K$

$$\sigma = A (V - V_K / V_K)^{1/2},$$

где  $A$  — параметр, определяемый диссипативными эффектами. Наши экспериментальные значения хорошо согласуются с этой зависимостью, причем  $A$  является функцией  $t_a - t_w$ .

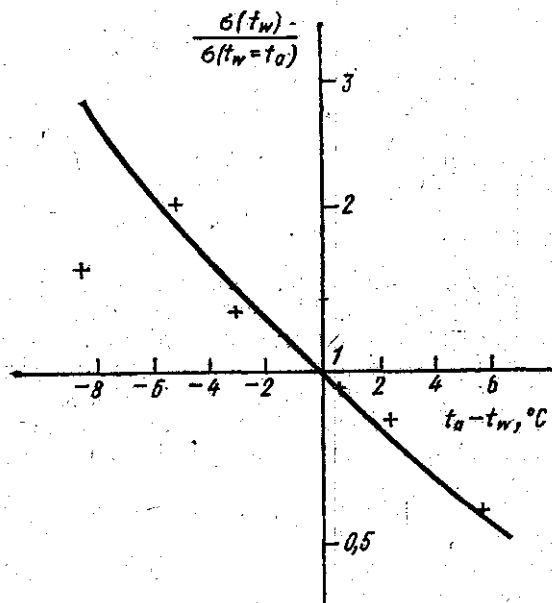


Рис. 3. Зависимость отношения  $\sigma(t_w)/\sigma(t_w = t_a)$  от  $t_a - t_w$ : крестики — экспериментальные значения при  $V = 6$  м/с; линия — расчет по (6)

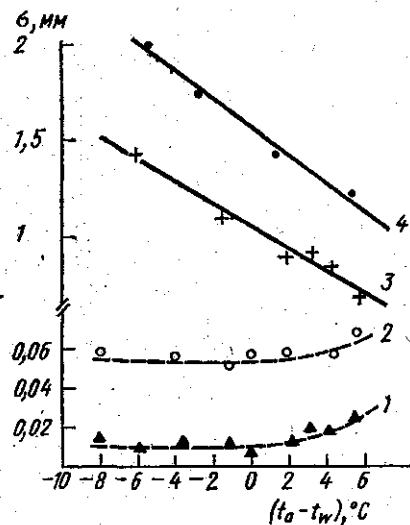


Рис. 4. Зависимость  $\sigma(t_a - t_w)$  при  $V = 0,55$  (1); 1,15 (2); 4,5 (3) и 6,4 м/с (4)

Нами проведено изучение влияния величин  $t_a, t_w$  на  $\sigma$  при неизменной разности температур воздуха и воды. Например, изменение  $t_a$  (и соответственно  $t_w$ , чтобы обеспечить неизменность  $\Delta t$ ) на  $3-4^\circ\text{C}$  приводит к изменению  $\sigma$  на  $10-20\%$ . Несомненно, что на развитие ветровых волн влияют и  $t_a$  и  $t_w$ . Так, формула (4) описывает связь степени развитости волнения с физико-химическим параметром  $v_w$ , который зависит от температуры воды  $t_w$ . Но рассчитанные по (4) значения  $V_K$  меньше экспериментальных (см. рис. 2, б). И объяснить это можно тем, что существенный вклад вносит температура приводного слоя воздуха, которая определяется как температурой воды, так и атмосферными

ми условиями в более высоких слоях. Таким образом, определяющим параметром в наших экспериментах при учете связи  $t_w$ ,  $t_a$  и  $\sigma$  является разность  $(t_a - t_w)$ , которая определяет устойчивость приводного слоя воздуха и оказывает большее влияние, чем  $t_a$ ,  $t_w$  в отдельности.

В заключение остановимся на зависимости  $\sigma$  от  $t_a - t_w$  при  $V \leq V_K$ . Из рис. 1 видно, что при скоростях, меньших  $V_K$ , влияние  $t_a - t_w$  на  $\sigma$  противоположно случаю  $V > V_K$ : с увеличением  $t_a - t_w$  при фиксированных  $x$  и  $V$  величина  $\sigma$  растет. На рис. 4 представлены  $\sigma(t_a - t_w)$  для различных скоростей ветра, подтверждающие различный характер зависимости  $\sigma(t_a - t_w)$  при  $V > V_K$  и  $V \leq V_K$ . Поведение  $\sigma(t_a - t_w)$  при  $V > V_K$  обсуждалось выше. Выяснение механизма зависимости  $\sigma(t_a - t_w)$  при  $V \leq V_K$  требует дальнейших исследований, однако известно [12], что в этом случае спектральная плотность капиллярных волн пропорциональна  $V_*^2 (V_* v_w / \alpha)^{1/2}$ , где  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения воды, и с ростом разности  $t_a - t_w$  должна увеличиваться величина спектральной плотности, а следовательно, и  $\sigma$ . При  $V \leq V_K$  возникают гравитационно-капиллярные волны, спектральная плотность которых следует виду, предложенному в [12].

В результате проведенных экспериментов установлена зависимость критической скорости ветра от разности температур воды и воздуха, а также существование двух различных видов зависимости  $\sigma(t_a - t_w)$  для скоростей ветра, больших и меньших критической.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Цыплухин В. Ф. Ветровые волны и их воздействие на сооружения. М.: Гидрометеоздат, 1978. [2] Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Л.: Гидрометеоздат, 1968. [3] Fleagle R. G. Trans. Amer. Geoph. Un., 1956, 37, N 3, p. 275. [4] De Leonibus P. S. J. Geoph. Res., 1971, 76, p. 6506. [5] Liu W. T. J. Phys. Oceanogr., 1984, 14, p. 392. [6] Пелиновский Е. Н. Изв. АН СССР, ФАО, 1978, 14, с. 1167. [7] Wu J. Tellus, 1978, 30, N 1, p. 93. [8] Показеев К. В., Воронин Л. М. Изв. АН СССР, ФАО, 1982, 18, с. 889. [9] Фабрикант А. П. Изв. АН СССР, ФАО, 1980, 16, с. 985. [10] Кононкова Г. Е., Показеев К. В. Изв. АН СССР, ФАО, 1981, 17, с. 313. [11] Филиппс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоздат, 1980. [12] Leonard G. T., Blackman D. R. J. Fluid. Mech., 1980, 97, p. 455.

Поступила в редакцию  
03.12.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 6

УДК 551.465.15

#### НАТУРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКОМ ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НАД МОРЕМ

В. Н. Аксенов, Е. Г. Андреев, К. Е. Кузьмин

(кафедра физики атмосферы)

Исследования профилей температуры в тонком приводном слое атмосферы над морем представляют значительный интерес как с научной, так и с практической точек зрения. Известно, что основные перепады температуры, вызванные процессами тепло- и массообмена водной и воздушной сред, приходится на нижние полметра приводного слоя атмосферы. Вариации профиля температуры в нем отражают изменения условий теплообмена.

В настоящей работе приводятся основные результаты натуральных исследований изменения профиля температуры в приводном слое атмосферы в различных гидрометеорологических условиях. Материал регистраций, используемый в настоящей работе, был получен в экспедиции на НИС «Академик Петровский». Измерения проводились в открытых районах Черного моря, на расстоянии от берега до 50 миль.