

где  $X$  — длина бассейна,  $H$  — средняя глубина,  $m$  — число узлов. Применительно к нашему случаю можно принять за длину бассейна разрез Сочи—Синоп,  $X=360$  км, а  $H=1,5$  км. Тогда период одноузловой сейши будет равен 1,7 ч. А поскольку в нашем случае период для частоты Вайсяля—Брента

$$N = \left( -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)^{1/2}$$

составляет 20 с, то вполне возможно существование внутренних волн с периодом больше 20 с.

Кроме многосуточной станции были выполнены пространственные разрезы перпендикулярно береговой черте. Зондирование температуры и электропроводности проводилось через каждые 5 м изменения глубины со скоростью 50 см/с. По вертикальным профилям  $T(z)$  было определено изменение толщины верхнего турбулизированного слоя в прибрежной зоне. Как видно из рис. 4, положение термоклина в области средних глубин оставалось постоянным, а на мелководье имел место подъем, вызванный, вероятно, топографией дна.

В заключение следует отметить, что после того, как в результате весенне-летнего прогрева сформировался сезонный термоклин, главной причиной, определяющей его движение, является ветер и формируемые им сгонно-нагонные явления. Однако это предположение дает лишь одно из возможных толкований процессов, происходящих в прибрежной части моря. Для получения более общих выводов необходимо проведение дальнейших исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Удалов В. Н. Полупроводниковые датчики. Л., 1965.
2. Международные океанологические таблицы, вып. 1. М., 1969.
3. Зубов Н. И. Океанологические таблицы. Л., 1957.
4. Пивоваров А. А. Мерника замерзающих водоемов. М., 1972.
5. В сб.: Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане. Л., 1971.
6. Шулейкин В. В. Физика моря. М., 1968.

Кафедра  
физики моря и вод суши

Поступила в редакцию  
27.07.77

УДК 551.466.4

Г. Е. КОНОНКОВА, А. А. ПИВОВАРОВ, К. В. ПОКАЗЕЕВ

### ГЕНЕРАЦИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА СПУТНОМ ТЕЧЕНИИ ПРИ МАЛЫХ РАЗГОНАХ

Изучение взаимодействия ветрового волнения и течений как взаимосвязанного комплексного процесса необходимо для разработки теории генерации волн под действием ветра [1]. При этом особую важность представляет исследование спектральных свойств ветровых волн на течениях, дающих наиболее полную информацию о ветровом волнении. Такие исследования важны в связи с развитием неконтактных методов измерения ветровых волн, для расчетов воздействия их на гидротехни-

ческие сооружения в районах с течениями, на формирование береговой зоны и т. д.

Наблюдения в природе [2] показывают, что спектры ветровых волн существенно изменяются под действием течений, но наблюдения не позволяют еще дать однозначного ответа о характере этих изменений. Экспериментальных работ, в которых бы рассматривалось влияние течений на процесс генерации ветровых волн, нам неизвестно.

В данной работе на основе экспериментальных данных изучаются спектральные характеристики ветровых волн, генерируемых ветром на первоначально неподвижной воде и на спутном течении. Эксперименты проводились в аэрогидроканале [3] гидрофизической лаборатории МГУ. Течение создавалось 12 струями из сопел диаметром 10 мм, распределенных по ширине канала. Расположение сопел и расход из них подбирались для получения постоянной по ширине канала скорости потока. Уровень воды в течение эксперимента был неизменным. Измерения скорости течения проводились микровертушками X-10 и механическим измерителем. Эти измерения, проведенные в ряде точек на различных вертикалях, показали, что профили скорости течения можно считать однородными по ширине канала и линейными по глубине до 28 см при общей глубине воды 30 см. Стационарный воздушный поток создавался ветровой установкой аэрогидроканала. Его скорости измерялись трубкой Пито. Колебания поверхности воды регистрировались струнными волнографами, датчики которых были расположены в точках с разгонами от 46 до 370 см. Все измерения проводились при пяти различных режимах воздушного потока на спутном течении и без него. Анализ измерений профилей скорости воздушного потока показал, что они удовлетворяют логарифмическому закону, что позволило вычислить значения динамической скорости ветра  $V_*$  и в дальнейшем пользоваться этой характеристикой.

Зависимость показателя  $n$  от динамической скорости воздушного потока  $V_*$  на спутном потоке (скорость течения  $U=10$  см/с) и без него ( $U=0$ ).  
 $\sigma_n$  — среднеквадратичное отклонение  $n$

$V_*$ см/с		35	46	65	83	90
$U=0$	$n$	10,8	9,8	9,0	6,2	5,0
	$\sigma_n$	0,30	0,36	0,33	0,25	0,22
$U=10$ см/с	$n$	8,0	7,6	5,5	4,8	4,5
	$\sigma_n$	0,32	0,23	0,26	0,25	0,21

По записям колебаний поверхности были вычислены спектральные плотности ветрового волнения на различных разгонах на спутном течении и без него. На частотах, больших частоты максимума спектра  $\omega_0$ , спектральные плотности аппроксимировались формулой  $S(\omega) \sim \omega^{-n}$ . Показатель  $n$  определялся методом наименьших квадратов. Результаты расчетов  $n$  по осредненным данным измерений в двух близких точках (с разгонами 3,0 и 3,7 м) приведены в таблице, из которой видно, что как на спутном течении, так и без него показатель степени  $n$  су-

щественно зависит от динамической скорости воздушного потока. Уменьшение спектральной плотности с частотой при малых разгонах происходит более интенсивно, чем по закону Филлипса ( $n=5$ ). При наличии спутного потока величина  $n=5$  достигается при меньших значениях динамической скорости, чем в отсутствие потока. Приведенные данные об изменении показателя  $n$  согласуются с гипотезой [4] о том, что при очень малых разгонах характеристики спектра ветровых волн зависят от параметра  $\frac{V_* X}{\nu}$ . Поскольку кинематическая вязкость воз-

духа изменяется очень мало (в широком диапазоне температур от 0 до 40°С коэффициент кинематической вязкости  $\nu$  возрастает от 0,132 до 0,169), а разгон  $X$  в эксперименте фиксирован, то параметры, характеризующие спектры волн, при этих условиях зависят от динамической скорости ветра.

Данные эксперимента позволяют оценить критическое значение параметра  $\left(\frac{V_* X}{\nu}\right)$ , при котором происходит переход к режиму автотельности и исчезает зависимость показателя  $n$  от скорости ветра. При разгоне  $X=3,35$  м показатель  $n=5$  при  $V_* = 90$  см/с, отсюда получаем  $\left(\frac{V_* X}{\nu}\right) \approx 2 \cdot 10^5$ . При  $\frac{V_* X}{\nu} \geq 2 \cdot 10^5$  показатель  $n$  уже не изменяется при увеличении  $\frac{V_* X}{\nu}$  [5].

Особенности спектров ветровых волн на течении могут быть объяснены различным изменением частоты спектральных компонент. На неподвижной воде частота прохождения определенной фазы волны через датчик совпадает с угловой скоростью  $\omega_0$  вращения частицы воды по волновой орбите. На течении со скоростью  $U$ , не зависящей от глубины, частота  $\omega$ , фиксируемая неподвижным датчиком, равна [6]:

$$\omega = \omega_0 + Uk_0, \quad (1)$$

где  $k_0$  — волновое число. Для гравитационных волн на глубокой воде из (1) имеем

$$\omega = \omega_0 + \frac{\omega_0^2 U}{g}. \quad (2)$$

Рассмотрим связанное с этим изменение спектра волн. Зададим спектр ветровых волн на спокойной воде в следующей форме [3]:

$$S(\omega_0) = C\omega_0^{-m} \exp\{-A\omega_0^{-4}\}, \quad (3)$$

где  $C$ ,  $A$ ,  $m$  — константы. Считая уравнение (2) справедливым для всех спектральных компонент, выразим  $\omega_0$  через  $\omega$  из уравнения (2) и, подставив его в (3), получим выражение для спектра волн на течении со скоростью  $U$

$$S(\omega, U) = C \left(\frac{g}{2U}\right)^{-m} \left[ \left(1 + \frac{4U\omega}{g}\right)^{1/2} - 1 \right]^{-m} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{16U^4 A}{g^4} \left[ \left(1 + \frac{4U\omega}{g}\right)^{1/2} - 1 \right]^{-4}\right\}. \quad (4)$$

Численные расчеты по формуле (4) показывают, что на спутном течении максимум в спектрах ветровых волн должен смещаться на более высокие частоты, а высокочастотная ветвь спектральной плотности проходить более полого. На встречном течении должно происходить смещение спектра в сторону более низких частот и увеличение крутизны высокочастотной части спектра. Приведенные на рис. 1 результаты

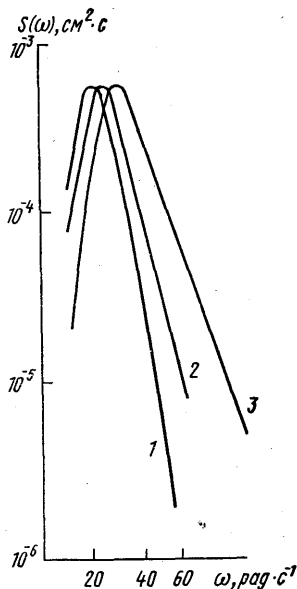


Рис. 1. Спектры, полученные по формуле (4): 1 —  $U = -5$ ; 2 —  $U = 0$ ; 3 —  $U = 10$  см/с

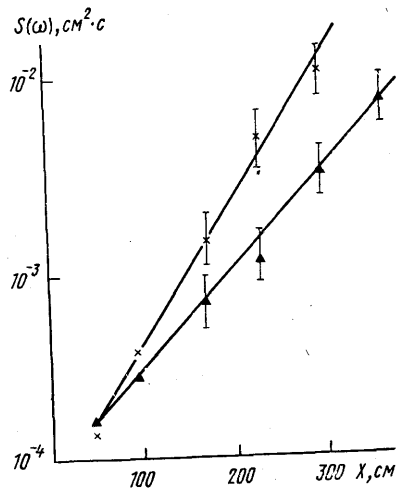


Рис. 2. Рост спектральных компонент на частоте  $\omega$  по разгону: X — без течения, ▲ — на спутном течении;  $\omega = 21$  рад/с,  $V = 83$  см/с

расчетов по формуле (4) иллюстрируют эти выводы. Спектр на течении, даваемый формулой (4), получен для скорости течения, не зависящей от глубины. В нашем эксперименте скорость течения линейно изменялась с глубиной. Однако описание спектра, даваемое формулой (4), качественно совпадает с полученными из эксперимента результатами.

Обработка данных измерений показала, что развитие спектральных компонент ветрового волнения по разгону как на спутном течении так и без него происходит по экспоненциальному закону:

$$S(\omega, X_2) = S(\omega, X_1) \exp[\xi(X_2 - X_1)].$$

Параметр  $\xi$  определялся методом наименьших квадратов по экспериментальным значениям  $S(\omega, X)$ . Оказалось, что параметр  $\xi$ , определяющий скорость роста спектральных компонент по разгону, на спутном течении при неизменных значениях  $V_*$  меньше, чем без течения. На рис. 2 показан пример изменения по разгону спектральной плотности  $S(\omega)$  на течении и без него.

Обнаруженному уменьшению скорости роста спектральных компонент на спутном течении может быть дано следующее объяснение. Так как на спутном течении не обнаружено изменения динамической

скорости ветра  $V_*$  по сравнению с величиной  $V_*$  без течения, то можно считать, что поток импульса к волнам не изменяется. На спутном течении происходит возрастание групповой скорости волны и, как следствие, уменьшение времени взаимодействия волны с воздушным потоком при неизменном разгоне. Это и приводит к уменьшению скорости роста спектральных компонент по разгону. Уменьшение скорости роста или параметра  $\xi$  может быть объяснено также исходя из уравнения баланса волновой энергии, которое для стационарного случая имеет вид [7].

$$c_g \frac{\partial S(\omega)}{\partial X} = P, \quad (5)$$

где  $P$  — функция источника, описывающая вклад и потери энергии на данной частоте,  $c_g$  — групповая скорость спектральной компоненты на частоте  $\omega$ . Уравнение (5) показывает, что при неизменной величине  $P$  увеличение  $c_g$  должно приводить к уменьшению  $\frac{\partial S(\omega)}{\partial X}$ , т. е. скорости роста спектральных компонент по разгону.

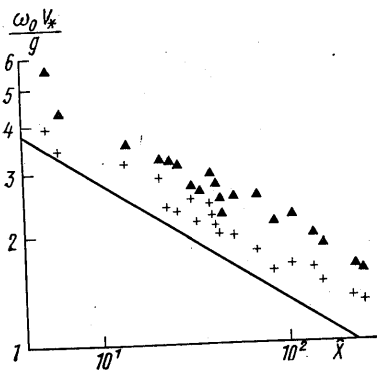


Рис. 3. Зависимость безразмерной частоты максимума спектра от безразмерного разгона  $\hat{X} = Xg/V_*^2$ : + — без течения, ▲ — на спутном течении; прямая соответствует формуле (6)

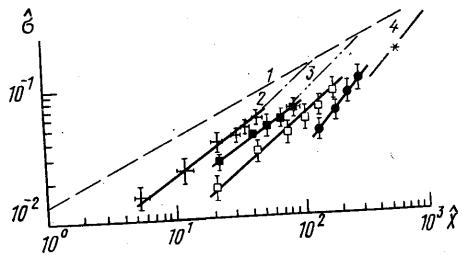


Рис. 4. Зависимость  $\hat{\sigma}$  от  $\hat{X}$ . Экспериментальные точки соответствуют следующим значениям  $\hat{V}_*$ : + — 17,2; ■ — 12,3; □ — 8,7; ● — 6,8. Прямая 1 рассчитана по формуле (7), прямые 2, 3, 4, приведенные в [4], построены по экспериментальным данным Хайди и Плейта при значениях  $\hat{V}_*$ : 14,7; 9,5; 5,1, соответственно

На основе экспериментальных данных были исследованы в условиях малых разгонов зависимости между безразмерными параметрами спектров и волнообразующими факторами на спутном течении и без него. В условиях нашего эксперимента безразмерный разгон  $\hat{X} = \frac{Xg}{V_*^2}$

был очень мал ( $5 \leq \hat{X} \leq 300$ ), т. е. исследовалось зарождающееся волнение. На рис. 3 представлена зависимость между безразмерной частотой максимума  $\frac{\omega_0 V_*}{g}$  и безразмерным разгоном  $\hat{X}$  на спутном те-

чении и без него. Согласно [4], зависимость между  $\frac{\omega_0 V_*}{g}$  и  $\hat{X}$  имеет следующий вид:

$$\frac{\omega_0 V_*}{g} = 6,28 \hat{X}^{-0,33}. \quad (6)$$

Экспериментальные величины  $\frac{\omega_0 V_*}{g}$  превышают значения, рассчитанные по формуле (6). Превышение экспериментальных значений над рассчитанными сильнее проявляется на спутном течении, чем без него, что может быть объяснено изменением дисперсионного соотношения на течении (формула (1)). Согласно многим наблюдениям, между безразмерной дисперсией колебаний поверхности  $\hat{\sigma}^2 = \frac{\sigma^2 g^2}{V_*^4}$  и  $\hat{X}$  существует зависимость [4]

$$\hat{\sigma} = 1,28 \cdot 10^{-2} \hat{X}^{+1/2}. \quad (7)$$

Однако в [4] показано, что на начальной стадии развития ветрового волнения это уравнение не выполняется. Наши экспериментальные значения подтверждают этот вывод. На рис. 4 представлены значения  $\hat{\sigma}$  в зависимости от  $\hat{X}$  для различных значений  $V_*$ . Кроме наших данных на рис. 4 помещены данные, полученные при несколько больших разгонах [4]. Они являются естественным продолжением кривых нашего эксперимента при близких значениях безразмерной динамической скорости  $\hat{V}_* = \frac{V_*}{(g\nu)^{1/3}}$ . Все экспериментальные значения удовлетворяют зависимости

$$\frac{\sigma g}{V_*^2} \sim \hat{V}_*^2 (\hat{X})^{0,4}.$$

Таким образом, на начальных стадиях развития волнения возрастает влияние динамической скорости воздушного потока.

На частотах, меньших частоты максимума, спектральные плотности ветрового волнения в отсутствие течения удовлетворяют зависимости, предложенной в [8]:

$$\log \frac{S(\omega)\omega^5}{g^2} = a + b \frac{\omega V_*}{g},$$

где  $a$ ,  $b$  — безразмерные параметры, которые определялись методом наименьших квадратов по методике, изложенной в [8]. Экспериментальные значения  $a$ ,  $b$ , приведенные на рис. 5, близки к результатам, полученным в [9]. Наблюдается некоторый рост параметра  $b$  с увеличением  $\hat{X}$ , величина  $a$  практически не изменяется.

Выполненный эксперимент показал, что при генерации ветровых волн на течении спектральные характеристики ветровых волн изме-

няются по сравнению с теми же характеристиками без течения: изменяется форма спектра высокочастотной части, изменяется скорость роста спектральных компонент по разгону.

Ветровое волнение в начальной стадии генерации имеет целый ряд особенностей: в высокочастотной части спектров наблюдается более резкое по сравнению с законом Филлипса уменьшение спектральной плотности с ростом частоты. Наклон высокочастотной части спектра зависит от динамической скорости воздушного потока. При безразмерных разго-

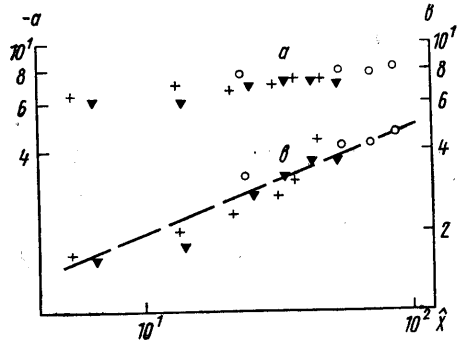


Рис. 5. Зависимость параметров  $a$ ,  $b$  от безразмерного разгона. Экспериментальные точки соответствуют следующим значениям  $\hat{V}_*$ :  $\circ$  — 65,  $\blacktriangle$  — 83,  $+$  — 90 см/с

нах  $10 \leq \hat{X} \leq 10^2$  зависимости безразмерной частоты максимума спектра (6) и безразмерной дисперсии (7) от  $\hat{X}$  не выполняются.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шкадов В. Я. «Изв. АН СССР. Сер. мех. жидк. и газа», 1970, № 3, 133.
2. Жевноватый В. Т. В кн.: Природа и хозяйство Севера, вып. 3. Кировск, 1971, с. 127.
3. Кононкова Г. Е. Динамика морских волн. М., 1969.
4. Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Цыплухин В. Ф. Ветровые волны и их воздействие на сооружения. Л., 1976.
5. Кононкова Г. Е., Поборчая Л. В., Сперанская А. А. «Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосфер. и океана», 1970, 6, № 7, 748.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954.
7. Barnett T. P., Kenyon K. E. „Reports on progress in physics“, 1975, 38, N 6, 667.
8. Китайгородский С. А. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1962, № 1, 105.
9. Mitsuoyasi H. „Rept. Res. Inst. Appl. Mech.“, 1968, 16, N 55, 459.

Кафедра  
физики моря и вод суши

Поступила в редакцию  
04.09.77