

Ю.И. ТРОИЦКАЯ

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН С УРАГАНЫМ ВЕТРОМ

ИПФ РАН

Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Тел.: (831) 4368297; E-mail: yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru

Одним из важнейших факторов, определяющих динамику тропических ураганов и полярных мезоциклонов над морем, является взаимодействие атмосферного пограничного слоя с океаном. Количественной характеристикой этого взаимодействия является коэффициент аэродинамического сопротивления морской поверхности. На основании проведенных в последнее время измерений скорости ветра и турбулентных потоков при полетах через тропические циклоны на малых высотах над уровнем моря, а также с падающих GPS-зондов было открыто явление снижения (или насыщения) коэффициента аэродинамического сопротивления при ураганном ветре (эффект кризиса сопротивления). В статье представлен обзор возможных механизмов снижения (насыщения) коэффициента сопротивления морской поверхности. В частности, обсуждается механизм, обусловленный влиянием брызг и струй, возникающих при отрыве ветром гребней волн. Также описаны механизмы, связанные с отрывом ветрового пограничного слоя от поверхности воды, а также механизмы, связанные с особенностями нелинейного взаимодействия волн и ветра при безотрывном обтекании поверхности воды. Детально обсуждается квазилинейная модель турбулентного ветрового потока над взволнованной водной поверхностью, которая позволяет объяснить насыщение аэродинамического сопротивления морской поверхности за счет снижения относительной эффективности взаимодействия ветра и волн при ураганных условиях. Приведено сопоставление теоретических выводов с данными натурных и лабораторных экспериментов.

1. Введение

Одной из основных характеристик ветрового пограничного слоя, входящих в модели прогноза ветрового волнения и ветра над морем, является коэффициент сопротивления морской, который определяет воздействие морской поверхности на ветер. Пусть на большом расстоянии от поверхности моря задано касательное турбулентное напряжение или турбулентный поток импульса

$$\tau_{turb}(\eta) = \rho_a u_*^2,$$

где ρ_a - плотность воздуха, u_* - скорость трения ветра. Ветер представляет собой турбулентный пограничный слой, в котором средняя скорости ветра имеет логарифмический профиль

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1.1)$$

По аналогии с законом сопротивления плоской пластинки в турбулентном потоке вводят определение коэффициента обмена импульсом или коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности моря

$$C_D = \frac{\tau_{turb}}{\rho_a U_{10}^2} = \frac{u_*^2}{U_{10}^2}, \quad (1.2)$$

где U_{10} - скорость ветра на стандартной высоте $H_{10}=10$ м.

Для определения C_D обычно используют либо так называемые балк-формулы [1-4], связывающие его с U_{10} , (они получаются в результате обобщения эмпирических данных), либо численные модели (см., например, [5-8]).

Коэффициент аэродинамического сопротивления поверхности моря является критически важным параметром в теории тропических ураганов. Так, согласно модели [9], характеристики тропического циклона главным образом определяются балансом энергии, поступающей в атмосферу из океана и работой касательных напряжений трения ветра; при этом скорость ветра определяется отношением коэффициента обмена теплом к коэффициенту сопротивления морской поверхности. Традиционные балк-формулы, выведенные на основании обобщения экспериментальных данных, полученных при скоростях ветра менее 30 м/с, дают завышенные значения коэффициента сопротивления морской поверхности при ураганных ветрах. При этом оценки, приведенные в [9], показывают, что диссипация энергии за счет трения оказывается слишком высокой, чтобы при реалистичных источниках энергии объяснить наблюдаемые скорости ураганных ветров.

Проблема объяснения высоких значений скорости ветра при ураганах может быть разрешена, если предположить, что коэффициент сопротивления морской поверхности не нарастает при увеличении скорости ветра. Такая идея впервые была высказана в теоретической работе К.Эммануэля [9], и, казалось, противоречила здравому смыслу. Действительно, из нее следовало, что поверхность воды при ураганном ветре по неизвестным причинам должна была стать более гладкой. Эта идея осталась бы забавным теоретическим курьезом, если бы уменьшение коэффициента сопротивления поверхности моря при ураганном ветре не было обнаружено экспериментально.

2. Экспериментальные данные о сопротивлении поверхности моря при ураганных ветрах

Начиная с конца 90-х годов, Центр наблюдений за ураганами Национальной атмосферной и океанской администрации США регулярно проводит натурные измерения скорости ветра внутри тропических циклонов с помощью падающих GPS-зондов, с которых измерялся профиль скорости ветра. Зная его, по формуле (1.1) легко определить скорость трения u_* , и по определению (1.2) вычислить коэффициент сопротивления. На основе обобщения результатов этих измерений в работе [10] показано, что коэффициент сопротивления морской поверхности значительно ниже величины, получаемой экстраполяцией данных измерений при «обычных ветрах», его величина даже падает, если скорость ветра превышает 30-35 м/с (см. рис.1а). Аналогичный эффект наблюдался в лабораторных экспериментах [11], где было обнаружено, что при скоростях ветра, превышающих 25-30 м/с, коэффициент сопротивления поверхности воды стремится к постоянному значению, приближенно равному 0.0023 (см.рис.1б).

В последнее время измерения параметров атмосферы в ураганах стали производить с самолетов, которые совершают полеты над морем на малой высоте. На рис.1в показаны результаты измерений, полученных в ходе эксперимента CBLASTE [36], когда самолет снижался до высоты 70 м над водой. Из рисунка видно, что измеренные величины C_D имеют значительный разброс, при этом средние значения оказываются ниже тех, которые следуют из экстраполяции экспериментальных данных, полученных при «обычных ветрах».

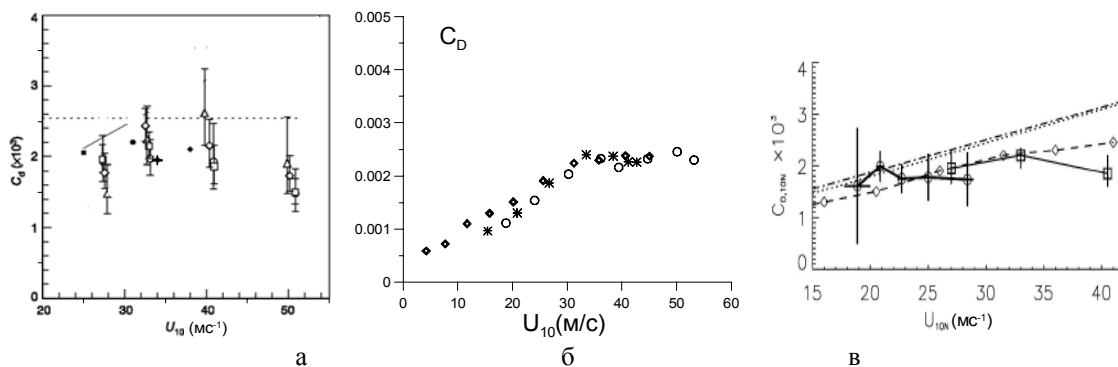


Рис. 1 Зависимость коэффициента сопротивления от скорости ветра из [10] (а), [11] (б), сводные экспериментальные данные из [35] (в).

Итак, сейчас можно считать установленным, что коэффициент аэродинамического сопротивления поверхности моря при ураганных ветрах ниже, чем это следует из экстраполяции данных при «обычных» ветрах, и имеется тенденция к «насыщению» коэффициента сопротивления с ростом скорости ветра.

3. Возможные механизмы снижения аэродинамического сопротивления поверхности моря при экстремальных ветрах

Задачу о снижении аэродинамического сопротивления можно переформулировать следующим образом. Необходимо найти фактор, который искажает профиль скорости ветра в турбулентном пограничном слое так, что скорость воздушного потока в тонком слое вблизи поверхности воды возрастает, т.е. приводный слой воздуха становится эффективно более «скользким».

Был предложен ряд объяснений наблюдаемого эффекта. Так, в [11] стабилизация коэффициента сопротивления при ураганных ветрах качественно объясняется тем, что при скоростях ветра больше 35 м/с форма поверхности воды в энергонесущих волнах становится выражено асимметричной: у волн возникает резкий передний фронт. При этом создаются условия для отрыва пограничного слоя в воздухе. Это явление наблюдалось в лабораторных экспериментах [12], где методом *particle image velocimetry* (PIV) было обнаружено формирование областей с замкнутыми линиями тока за подветренным склоном волны. При этом находящиеся внутри области отрыва экранированные участки поверхности воды эффективно «выключаются» из воздействия на воздушный поток, что приводит к снижению сопротивления поверхности воды. Кроме того, эффект отрыва пограничного слоя снижает в области экранирования эффективность генерации коротких волн, вносящих значительный вклад в сопротивление поверхности воды. Количественные оценки величины коэффициента сопротивления для этого случая приведены в сообщении Макина и Кудрявцева [13], где отмечается, что этот механизм является доминирующим для случая коротких разгонов, типичных для лабораторных условий, которые характеризуются наличием крутых энергонесущих волн.

Другой подход к объяснению уменьшения сопротивления связан с учетом влияния брызг, которые образуются при срыве гребней крутых волн ветром. В работе [14] учитывается влияние брызг на обмен импульсом, при этом предполагается, что капли, попавшие в воздух, должны ускориться до скорости приводного ветра, отнимая у него при этом импульс. Однако при этом ветер в приводном слое должен замедляться, т.е. сопротивление поверхности должно возрастать.

Альтернативный механизм, предложенный в [15] и [16], связан с рассмотрением капель, находящихся во взвешенном состоянии в воздухе. При этом присутствие водных брызг эквивалентно действию устойчивой стратификации, которая, как известно, подавляет турбулентные флуктуации скорости в слое воздуха над водой. Аналогичный механизм усиления ветра в присутствии взвешенных частиц описан в работе [17]. Однако оценки этого эффекта сделать довольно сложно из-за больших (до трех порядков [16]) погрешностей в определении количества взвешенных в воздухе капель при сильных ветрах. Заметим еще, что капли, срывающиеся с гребней волн при ураганном ветре, падают обратно, образуя сильный «дождь». Известно, что дождь гасит волны, в особенности короткие, таким образом, можно ожидать, что поверхность воды будет выглажена, что действительно наблюдается при ураганном ветре.

На наш взгляд, снижение аэродинамического сопротивления поверхности моря при ураганном ветре действительно можно объяснить эффектом экранирования, однако в отличие от подхода, предложенного в [11], этот эффект не связан с отрывом воздушного пограничного слоя от обрушающихся волн. Механизм «безотрывного экранирования» можно пояснить следующим образом. В отсутствие волн на поверхности воды касательные турбулентные напряжения (поток импульса) в турбулентном пограничном слое постоянны. Если появляются волны, то возникает поток импульса от ветра к волнам (волны генерируются ветром), и ветер вблизи поверхности воды ослабевает. Но уменьшение турбулентного потока импульса вызывает ослабление турбулентного обмена и взаимодействия волн с ветром. В результате волновой поток импульса уменьшается, а турбулентный – возрастает.

Этот простой нелинейный эффект описывается в рамках квазилинейной модели ветрового пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды [20], в которой не учитываются эффекты, связанные с присутствием взвешенной водной пыли. Кроме того, обтекание поверхности воды при ураганном ветре считается безотрывным. Это предположение может быть принято, поскольку по свидетельствам очевидцев, при очень сильном ветре поверхность моря покрывается полосами пены, срывающейся с вершин волн, сравнительно редко встречаются короткие крутые волны с острыми вершинами, и количество обрушающихся волн неожиданно мало (см., например, ссылки в работа [14]). Так же выглядела картина поверхности моря, зафиксированная видеокамерой, закрепленной на борту НИС «Виктор Буйницкий» во время полярного урагана в море Лаптевых (сентябрь-октябрь 2007 года) [18].

4. Квазилинейная модель пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью

Модели ветрового потока над взволнованной поверхностью моря, в которых вычисляется коэффициент сопротивления морской поверхности, как правило, основаны на решении уравнения для закона сопротивления морской поверхности (см., например, [5-8]). Он следует из сохранения вертикального потока горизонтальной компоненты импульса в турбулентном пограничном слое, осредненного по волновым возмущениям, т.е.

$$\tau_{turb}(\eta) + \tau_{wave}(\eta) = u_*^2,$$

где $\tau_{turb}(z)$ - касательное турбулентное напряжение. Для аппроксимации $\tau_{turb}(z)$ используют либо модель турбулентной вязкости, либо модель длин смещения:

$$\tau_{turb}(z) = \nu_T \frac{dU}{dz} = l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right|^2.$$

Волновое напряжение τ_{wave} определяется из следующего выражения:

$$\tau_{wave}(\eta) = u_*^2 \int_0^\infty k dk \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \beta(k, \theta) k^2 S(k, \theta) \varphi(z, k, \theta) \cos \theta d\theta.$$

Здесь $\varphi(z, k, \theta)$ - волновой поток импульса в k -й гармонике, $S(k, \theta)$ - спектр возвышений поверхности воды, β - безразмерный коэффициент ветровой накачки, пропорциональный инкременту поверхностных волн:

$$\text{Im } \omega = \frac{1}{2} \omega \frac{u_*^2}{c^2} \beta.$$

Коэффициент сопротивления морской поверхности находится из решения уравнения, выражающего закон сопротивления морской поверхности с граничными условиями

$$U|_{z=0} = 0 \quad U|_{z=H_{10}} = U_{10}.$$

В различных моделях отличаются выражения для β , $\varphi(z, k, \theta)$ и спектров возвышений $S(k, \theta)$. Данные экспериментов и результаты модельных расчетов показывают, что при скоростях ветра U_{10} меньших 30 м/с коэффициент сопротивления является возрастающей функцией U_{10} .

Развиваемая в настоящей работе модель является обобщением двумерной модели [20] на трехмерный случай и аналогична квазилинейной модели, предложенной в [21,22]. В отличие [21,22] используется аппроксимация коэффициента вихревой вязкости, учитывающая вклад вязкого подслоя, и спектр поверхностного волнения с добавлением его высокочастотной части. Это позволяет напрямую учесть вклад коротких волн сантиметрового и дециметрового диапазонов в отличие от большинства используемых в настоящее время моделей, которые описывают вклад коротковолновой части спектра волнения введением параметра шероховатости.

Модель основана на решении системы уравнений Рейнольдса

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j},$$

замыкаемых с помощью градиентной аппроксимации.

$$\sigma_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle = \nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right).$$

Здесь ν - коэффициент турбулентной вязкости – заданная функция координат, вид которой обсуждается ниже.

Будем искать решение системы уравнений Рейнольдса, описывающих ветровой пограничный слой над взволнованной водной поверхностью, в виде суммы среднего поля скорости ветра $\vec{U}_0(\eta)$ и возмущений, индуцированных в воздушном потоке волнами на поверхности воды:

$$\langle \vec{u} \rangle = \vec{U}_0(\eta) + \int \vec{u}'(\eta) e^{i(k(\zeta_1 \cos \vartheta + \zeta_2 \sin \vartheta) - \omega t) - i\varphi - k\eta} k dA.$$

Будем в дальнейшем предполагать, что для описания волнового поля применимо приближение случайных фаз. Строго говоря, это утверждение не вполне корректно, его нарушение связано, прежде всего, с генерацией связанных волн [23], которые представляют собой высшие гармоники гравитационных волн. Их фаза определенным образом связана с фазой более длинных волн, так как они наблюдаются вблизи гребней последних. Как показывают наблюдения [24], в натуральных условиях вклад связанных волн в спектр поверхностного волнения невелик, поэтому в настоящей работе они учитываться не будут. Аналогично подходу, который широко применяется в физике плазмы, воспользуемся квазилинейным приближением, тогда отдельные гармоники следует рассматривать независимо. При этом волновые возмущения, индуцированные в воздухе волнами на поверхности воды, следует рассматривать в линейном приближении, а в уравнении для средних компонент скорости необходимо учитывать нелинейные слагаемые – волновые потоки импульса или волновые напряжения.

Поскольку нелинейная добавка к скорости ветра определяется пространственно-временным спектром поверхностных волн, то он является важным элементом модели. В настоящей модели энергонесущая часть спектра поверхностных волн задавалась спектром [26], а высокочастотная часть спектра суммой спектров насыщения Филлипса [27]. При этом спектр возвышений имеет вид:

$$F(\vec{k}, \omega) = S(\vec{k}) \delta(\omega - \omega(\vec{k})),$$

где

$$S(\vec{k}) = k^{-3} B_l(k) \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta. \quad (4.1)$$

Функция B_l называется коротковолновым спектром насыщения, которая описывается выражениями, предложенными в [26] и [27]:

$$B_l = \frac{0.006}{2} \Omega^{0.55} \begin{cases} \left(\frac{k}{k_p}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{5}{4}\left(\frac{k}{k_p}\right)^2 (1.7+6\ln(\Omega)) \exp\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{k}-\sqrt{k_p}}{0.08(1+4\Omega^3)\sqrt{k_p}}\right)^2\right\}\right\} & k < k_0 \\ \left(\frac{k_0}{k_p}\right)^{1/2} & k > k_0 \end{cases},$$

где k_p – волновое число, соответствующее пику в спектре поверхностного волнения, $\Omega = U_{10} \sqrt{k_p/g}$ – параметр возраста волнения; волновое число отсечки, задающее верхнюю границу энергонесущего интервала, $k_0 = 3k_p$, как в модели WAM [29].

Важным элементом модели взаимодействия турбулентного ветра и волн также является гипотеза замыкания уравнений Рейнольдса, а в случае гипотезы замыкания первого порядка это модель коэффициента вихревой вязкости. В настоящей работе ν считается заданной функцией вертикальной координаты z , для которой используется аппроксимация, полученная в эксперименте [30], где определялся профиль скорости турбулентного потока над гидродинамически гладкой пластинкой. При этом в [30] предложена следующая аппроксимация $\nu(z)$:

$$\nu = \nu_a \left\{ 1 + \kappa z^+ \left[1 - \exp\left[-(z^+/L)^2\right] \right] \right\}, \quad (4.2)$$

где $z^+ = z/z^*$, а $z^* = \nu_a / \sqrt{\tau_{turb}}$ – вязкий масштаб, L – числовой параметр. Сравнение с параметрами профиля скорости ветра в турбулентном пограничном слое, приведенными в работе [31], дает для аэродинамически гладкой поверхности $L = 22.4$, для шерохо-

ватой поверхности $L = 1.15$, а для переходного режима обтекания - $L = 13.3$. В случае симметричной относительно ветра формы спектра волн

$$\tau_{turb} = u_*^2 \left(1 - \frac{\tau_{wave}^{(x)}}{u_*^2} \right),$$

и получается следующее выражение для коэффициента вихревой вязкости

$$\nu = \nu_a \left\{ 1 + \kappa \frac{u_* \eta \sqrt{1 - \tau_{wave}/u_*^2}}{\nu_a} \left[1 - \exp \left(-\frac{1}{L} \left(\frac{u_* \eta}{\nu_a} \right)^2 \left(1 - \frac{\tau_{wave}}{u_*^2} \right) \right) \right] \right\}.$$

Данная аппроксимация отражает тот факт, что вблизи поверхности ($z^+ < 1$) коэффициент вязкости почти постоянен и равен молекулярной вязкости воздуха ν_a , а далеко от поверхности он линейно растет при удалении от поверхности воды.

5. Сопоставление расчетов и экспериментальных данных об измерении аэродинамического сопротивления поверхности моря при ураганных ветрах

Было произведено сравнение данных измерений коэффициента аэродинамического сопротивления морской поверхности и расчетов в рамках модели. При сравнении использовались результаты лабораторного эксперимента [11], а также натурных измерений при ураганных ветрах [10,35].

Предположение о снижении коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности моря при ураганных ветрах проверялось в работе [11]. Основной эффект, который был обнаружен в этих лабораторных экспериментах, - насыщение коэффициента сопротивления при скорости ветра больше 30-35 м/с. Как отмечалось выше, этот эффект качественно объясняется в работе [11] обрушением энергонесущих волн и возникновением специального режима обтекания поверхности воды с отрывом и присоединением пограничного слоя, а также снижением амплитуд коротких волн.

В рамках настоящей модели было рассчитано значение коэффициента сопротивления для параметров ветра, соответствующих условиям эксперимента. К сожалению, в [11] не приводятся данных о форме спектра поверхностных волн, наблюдавшихся в эксперименте. Указано лишь, что при максимальной скорости ветра (приблизительно 50 м/с) частота пика ветровых волн была 1.4 Гц, а существенная высота волны - 9 см.

Заметим, что при этом параметр «возраста волнения» $\Omega = \frac{U_{10} \sqrt{k_p}}{\sqrt{g}} \approx 40-45$. При расчетах, так же как и в случае натуральных условий, использовался спектр

$$S(\vec{k}) = k^{-3} B_l(k) \Phi(\varphi) \quad (5.1)$$

Для спектра насыщения $B_l(k)$ использовалась формула, которая была предложена в [37] на основе аппроксимации измерений поверхностных волн при скоростях трения ветра до 118 см/с (что соответствует скорости ветра на высоте 10 м примерно 30 м/с):

$$B_l = \frac{0.044}{2} \exp \left\{ -\frac{5}{4} \left(\frac{k}{k_p} \right)^2 (12.6)^{\exp \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{k} - \sqrt{k_p}}{0.16 \sqrt{k_p}} \right)^2 \right\}} \right\} \quad (5.2)$$

Форма спектра (5.2) совпадает со спектром, предложенным в [26] для натуральных условий, но отличаются численные значения констант. Оценка существенной высоты волн при использовании этого модельного спектра дает для параметров лабораторного

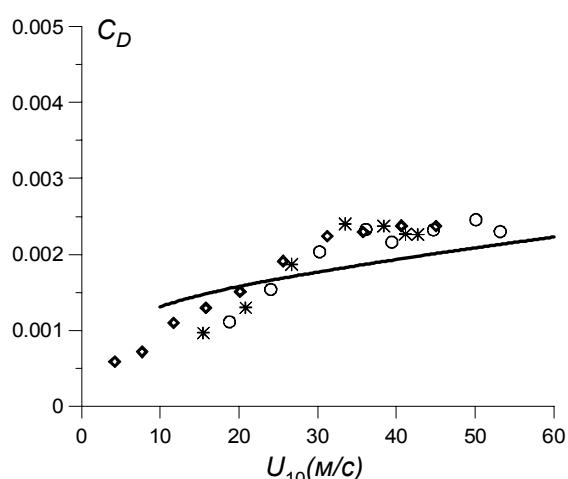


Рис.2 Зависимости коэффициента сопротивления от скорости ветра из работы [11] и расчет в рамках настоящей модели.

эксперимента [11] при скорости ветра 40 м/с дает 9.1 см, что хорошо согласуется с измерениями.

Еще одной отличительной особенностью поверхностных волн в лабораторных условиях является узкий угловой спектр. Угловые спектры, приведенные в [37] для двух разгонов, хорошо аппроксимируются следующими формулами:

$$\Phi(\varphi) = \frac{1024}{231\pi} \cos^{12} \varphi, \quad (5.3)$$

$$\Phi(\varphi) = \frac{256}{109\pi} (1.5 \cos^4 \varphi - 0.5 \cos^8 \varphi) \quad (5.4)$$

Сравнение рассчитанных значений аэродинамического сопротивления поверхности воды с данными измерений [11] показаны на рис.2. Видно, что результаты расчетов находятся в хорошем количественном согласии с данными измерений. Отличия

могут быть связаны с неточным заданием спектра поверхностного волнения. Заметна тенденция к замедлению роста (насыщению) коэффициента сопротивления при увеличении скорости ветра.

Было произведено сравнение расчетов аэродинамического коэффициента сопротивления с доступными экспериментальными данными измерений при ураганных скоростях ветра [10,35]. Прежде всего, оказалось, что эти величины существенно меньше, чем предсказывают известные балк-формулы, причем коэффициент сопротивления является убывающей функцией скорости ветра при U_{10} больше 35 м/с. На рис.3а приведены результаты сравнения расчетов в рамках настоящей модели и экспериментальных данных, приведенных в [10]. Видно, что расчеты находятся в хорошем количественном

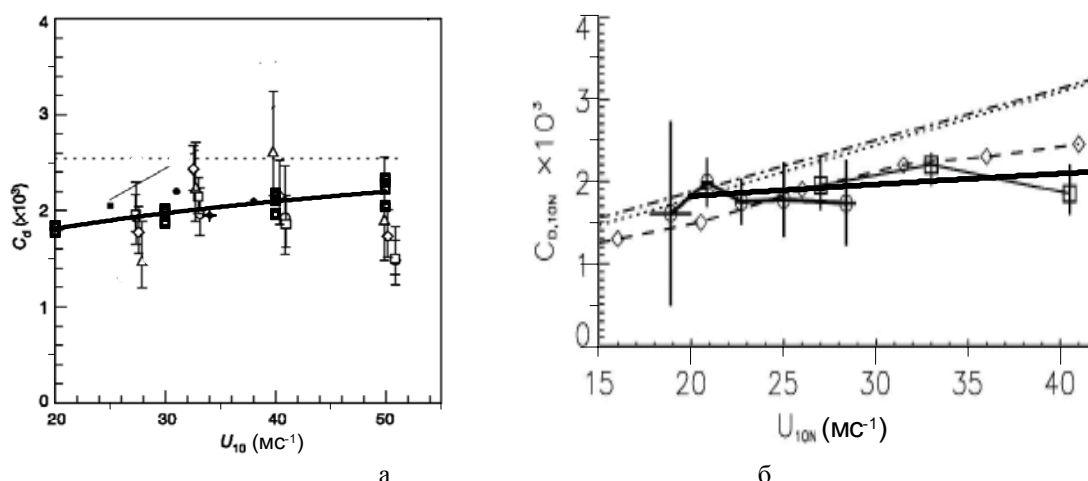


Рис.3 Зависимость коэффициента от скорости ветра. Экспериментальные графики взяты из [10] (а) и из работы [35] (б).

согласии с данными измерений и дают значительно более низкие значения коэффициента сопротивления, чем это следует из балк-формулы.

На рис.3б приведено сравнение данных расчетов со сводными экспериментальными данными для коэффициента сопротивления от скорости ветра, взятыми из работы [35]. Можно видеть, что коэффициент сопротивления, рассчитанный в рамках нашей модели, находится в очень хорошем согласии с экспериментом.

6. Параметризация коэффициента сопротивления при ураганном ветре

На основании расчетов в рамках предложенной квазилинейной модели ветрового пограничного слоя над взволнованной поверхностью моря можно предложить простую параметризацию коэффициента сопротивления при ураганном ветре, удобную для использования в моделях прогноза ветра и волн, которая основана на следующих физических принципах.

В современных моделях взаимодействия океана и атмосферы для определения аэродинамического сопротивления поверхности моря [7,8,29] вычисляется поток импульса от ветра к волнам для текущего спектра поверхностных волн, энергонесущая часть которого рассчитывается на основе решения кинетического уравнения. Проведение таких вычислений на каждом временном шаге сильно увеличивает время, необходимое для расчета поля ветра и волнения. Мы предлагаем простую алгебраическую параметризацию коэффициента сопротивления, которая использует величины, характеризующие ветер и текущий спектр поверхностных волн.

Рассмотрим вклады, которые вносят в волновой поток импульса отдельные гармоники. На рис.4а представлены интегралы от спектральной плотности волнового потока импульса для двух значений скорости ветра: 20 и 60 м/с. Сравнение со спектрами кривизны поверхности для этих двух случаев (рис.4б), показывает, что волновой поток импульса определяется главным образом коротковолновой частью спектра поверхностных волн при $k > k_0$, где k_0 - верхняя граница энергонесущей части спектра. В этом спектральном интервале он имеет автомоделную форму, не зависящую от энергонесущей части:

$$S(k) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{k^3}, \quad (6.1)$$

В связи с этим выберем в качестве первого параметра для аппроксимации коэффициента сопротивления величину α .

Другим параметром, который определяет обмен импульсом между ветром и подстилающей поверхностью, а значит, и аэродинамическое сопротивление, является характерный масштаб области обмена импульсом между ветром и волнами – толщина волнового пограничного слоя. Этот масштаб можно оценить, используя приближенное уравнение для волновых возмущений в логарифмическом пограничном слое вблизи поверхности раздела вода-воздух при $k\eta \ll 1$:

$$\left(c - \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{\eta}{z_0} \right) \frac{d^2 \Phi_1}{d\eta^2} + \Phi_1 \frac{u_*}{\eta^2} = \frac{1}{ik} \frac{d^2}{d\eta^2} \left(\kappa u_* \eta \frac{d^2 \Phi_1}{d\eta^2} \right) \quad (6.2)$$

Можно показать, что решение уравнения (6.2) можно представить в виде $\Phi_1 \left(\frac{\eta}{\delta}, \frac{z_0}{\delta} \right)$, где

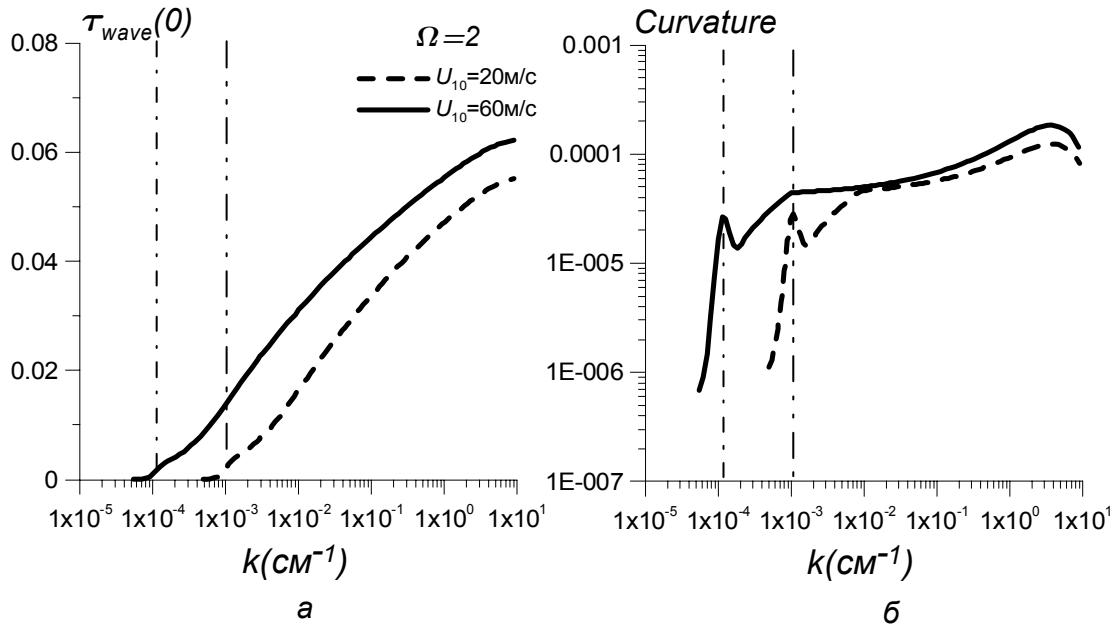


Рис.4 Интегралы от спектральной плотности волнового потока импульса (а) и спектры кривизны (б) для скоростей ветра 20 м/с и 60 м/с.

$$\delta(k) = \frac{\kappa u_*}{c k} \tag{6.3}$$

- масштаб волнового пограничного слоя. Используем для оценок данные измерений, приведенные в [10] : $u_* = 200 \text{ см/с}$, $z_0 = 5 \text{ мм}$, тогда для $k < 1 \text{ см}^{-1}$ имеем $\frac{z_0}{\delta} < 10^{-1}$, т.е. $\frac{z_0}{\delta} \ll 1$. С учетом этого будем считать, что вклад гармоники с волновым числом k в поток импульса не зависит от $\frac{z_0}{\delta}$, а поток импульса, создаваемый всем спектром волн есть функция от $\frac{\eta}{\delta}(k_0)$. Заметим, что поскольку в настоящих расчетах выбиралось значение верхней границы энергонесущей части спектра $k_0 = 9k_p$, как в модели WAM [29], то можно выразить $\delta(k_0)$ через параметры пика в спектре поверхностных волн: $\delta(k_0) = 3\kappa U_{10}^2 \sqrt{C_D} (g\Omega)^{-1}$. Принимая во внимание сравнительно слабую зависимость C_D от скорости ветра оценим ширину области энергообмена ветра и волн как $U_{10}^2 (g\Omega)^{-1}$.

Тогда, используя ширину области энергообмена ветра и волн для скейлинга параметра шероховатости z_0 логарифмического пограничного слоя, можно предположить, что аэродинамический коэффициент сопротивления поверхности моря

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\ln(H_{10}/z_0)}$$

где $H_{10} = 10 \text{ м}$, является функцией двух безразмерных параметров, α и $\ln(U_{10}^2/g\Omega H_{10})$.

Анализ данных расчетов показывает, что коэффициент сопротивления может быть представлен в виде функции от одной переменной

$$q = \alpha \ln \left[\frac{4U_{10}^2}{g\Omega H_{10}} \right] \quad (6.4)$$

Зависимость C_D от q представлена на рис.5 при различных скоростях ветра от 20 до 60 м/с и параметрах возраста волнения от 0.88 до 5. Видно, что точки концентрируются около одной линии, которую можно аппроксимировать линейной зависимостью:

$$C_D = 10^{-3} \left(8.7 \alpha \ln \left[\frac{4U_{10}^2}{g\Omega H_{10}} \right] + 1.29 \right), \quad (6.5)$$

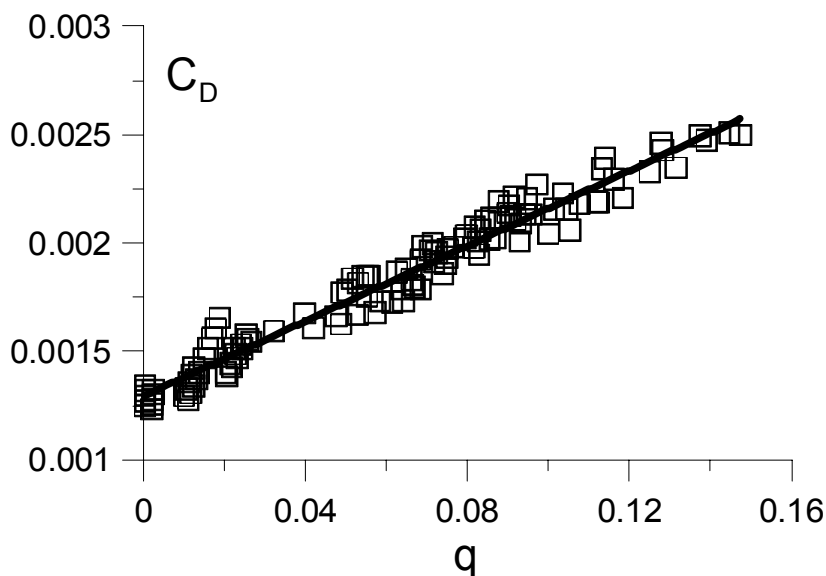


Рис.5 Параметризация коэффициента аэродинамического сопротивления морской поверхности.

волнения, легко найти параметр возраста волнения: $\Omega = \frac{U_{10}}{c_p} = \sqrt{\frac{U_{10}^2 k_p}{g}}$.

7. Заключение

Основной целью настоящей работы является объяснение явления снижения коэффициента аэродинамического сопротивления морской поверхности при ураганных ветрах, которое наблюдается как в лабораторных условиях, так и в последних натуральных исследованиях ураганов и полярных мезоциклонов. Снижение коэффициента сопротивления при ураганных ветрах является необходимым условием для возникновения экстремально высоких значений скорости ветра (50-60 м/с), которые наблюдаются в природе.

Существующие в настоящее время немногочисленные полуэмпирические модели взаимодействия ураганного ветра с морской поверхностью предполагают, что главной причиной снижения коэффициента сопротивления является подавление турбулентных флуктуаций в приводном слое атмосферы за счет присутствия брызг, при этом количественные оценки этого эффекта отличаются у разных авторов.

В настоящей работе показано, что низкие значения коэффициента сопротивления поверхности моря получаются и без учета брызг за счет влияния на ветер волновых возмущений, индуцируемых в воздухе волнами на поверхности воды. Генерация волн

Заметим, что полученная формула удобна для расчета коэффициента сопротивления поверхности моря в численных прогностических моделях, поскольку в них входят рассчитываемые параметры спектра поверхностных волн. Действительно, параметр α определяется значением спектральной плотности возвышения поверхности на верхней границе энергонесущей части спектра: $\alpha = 2S(k_0)k_0^3$, а, зная волновое число, соответствующее пику

ветром вызывает передачу импульса от ветра к волнам, в результате турбулентное напряжение вблизи поверхности сильно снижается. Это приводит к уменьшению коэффициента турбулентного обмена (вихревой вязкости) вблизи поверхности и деформации профиля скорости ветра, сопровождающейся его обострением вблизи поверхности, что эквивалентно снижению коэффициента сопротивления.

Для количественного расчета этого эффекта была использована квазилинейная модель ветрового пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью. При реалистичных моделях спектра ветровых волн получено хорошее количественное согласие этих расчетов с данными как натуральных, так и лабораторных экспериментов. На основе расчетов предложены параметризации коэффициента сопротивления и инкремента поверхностных волн, пригодные для использования в численных моделях оперативного прогноза ветра и волнения.

Авторы выражают благодарность академику Г.С. Голицыну за полезные обсуждения и доктору И.А. Репиной за любезно предоставленные материалы натуральных наблюдений.

Работа подготовлена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №07-05-00565, 07-05-12011), а также проекта THORPEX.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Garratt J.R.* Review of drag coefficients over oceans and continents // *Mon. Weather Rev.*, 1977, v.105, p.915-929.
2. *Large W.G., Pond S.* Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds // *J. Phys. Oceanogr.*, 1981, №11, p.324-336.
3. *Taylor P.K., Yelland M.J.* The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves // *J. Phys. Oceanogr.*, 2001, v.31, №2, p.572-590.
4. *Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B.* Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm // *J. Climate*, 2003, v.16, № 4, p.571-591.
5. *Janssen P.A.E.M.* Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves // *J. Phys. Oceanogr.*, 1989, v.19, p.745-754.
6. *Janssen P.A.E.M.* Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting // *J. Phys. Oceanogr.*, 1991, v.21, p.1631-1642.
7. *Makin V. K., Kudryavtsev V. N., Mastenbroek C.* Drag of the sea surface // *Boundary-Layer Meteorol.*, 1995, v.79, p.159-182.
8. *Hara T., Belcher S.E.* Wind profile and drag coefficient over mature ocean surface wave spectra // *J. Phys. Oceanogr.*, 2004, v.34, №11, p. 2345-2358.
9. *Emanuel, K.A.* Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics // *J. Atmos. Sci.*, 1995, v.52, p.3969-3976.
10. *Powell, M.D., Vickery P.J., Reinhold T.A.* Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones // *Nature*, 2003, v.422, p.279-283.
11. *Donelan M.A., Haus B.K., Reul N., Plant W.J., Stiassnie M., Graber H. C., Brown O. B., Saltzman E. S.* On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // *Geophys. Res. Lett.*, 2004, v.31, L18306.
12. *Reul, N., Branger H., Giovanangeli G.P.* Air flow separation over unsteady breaking waves // *Phys. Fluids*, 1999, v.11, №7, p.1959-1961.
13. *Kudryavtsev V., Makin V.* Aerodynamic roughness of the sea surface at high winds. *Boundary-Layer Meteorol.*, 2007, v.125, p. 289-303.
14. *Andreas E. L.* Spray stress revised // *J. Phys. Oceanogr.*, 2004, v.34, p.1429-1440.
15. *Makin V. K.* A note on drag of the sea surface at hurricane winds // *Boundary Layer Meteorol.*, 2005, v. 115, №1, p.169-176.

16. *Kudryavtsev V. N.* On the effect of sea drops on the atmospheric boundary layer // *J. Geophys. Res.*, 2006, v.111, C07020.
17. *Barenblatt G. I. and Golitsyn G. S.* Local structure of mature dust storms // *J. Atmos. Sci.*, 1974, v.31, №7, p. 1917–1933.
18. *Репина И.А.* О наблюдении потоков импульса и тепла в штормовых условиях в море Лаптевых в сентябре-октябре 2007 года с борта НИС «Виктор Буйницкий» во время рейса по проекту «NABOS» (частное сообщение).
19. *Donnelly W. J., Carswell J. R., McIntosh R. E.* Revised ocean backscatter model at C and Ku band under high-wind conditions // *J. Geophys. Res.*, 1999, v.104, №C5, p.11485–11497.
20. *Реутов В.П., Троицкая Ю.И.* Нелинейный инкремент ветровых волн на воде и их возбуждение вблизи порога устойчивости // *Изв. вузов. Радиофизика*, 1995, n.38, № 3-4. с.206–210.
21. *Jenkins A.D.* Quasi-linear eddy-viscosity model for the flux of energy and momentum to wind waves using conservation-law equations in a curvilinear coordinate system // *J. Phys. Oceanogr.*, 1992, v.22, №8, p. 843–858.
22. *Jenkins A.D.* Simplified quasi-linear model for wave generation and air–sea momentum flux // *Journal of Physical Oceanography*, 1993, v.23, №9, p. 2001–2018.
23. *Plant W.J., Keller W.C., Hesany V., Hara T., Bock E., Donelan M.* Bound waves and Bragg scattering in a wind wavetank // *J. Geophys. Res.*, v.104, №C2, p.3243-3263, 1999.
24. *Plant W. J.* A new interpretation of sea-surface slope probability density functions // *J. Geophys. Res.*, 2003, v.108, №C9, p.3295.
25. *Forsythe G.E., Moler C.B.* Computer solution of the linear algebraic systems. Pintice-Hall, Inc. Englewood Cliffs., N.J., 1967.
26. *Donelan M., Hamilton J., Hui W. H.* Directional spectra of wind generated waves // *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A.*, 1985. v.315, p.509–562.
27. *Phillips O.M.* The equilibrium range in the spectrum of wind generated water waves // *J. Fluid Mech.*, 1958, v. 4, p.426–434.
28. *Elfouhaily T.B., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D.* A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // *J. Geophys. Res.*, 1997, v.107, p.15781–15796.
29. *Komen G. J., Cavaleri L., Donelan M., Hasselman K., Janssen P.A.M.* Dynamics and Modelling of Ocean Waves. Cambridge University Press, 1994, 540 p.
30. *Смольяков А.В.* Спектр квадрупольного излучения плоского турбулентного пограничного слоя // *Акуст. ж.*, 1973, т. 19, №3, с. 420–425.
31. *Miles J.W.* On the generation of surface waves by shear flows. // *J.Fluid Mech.*, 1957, v.3, p.185-204.
32. *Plant W. J.* A relationship between wind stress and wave slope // *J. Geophys. Res.*, 1982, v. 87, p. 1961–1967.
33. *Belcher S.E., Harris J.A., Street R.L.* Linear dynamics of wind waves in coupled turbulent air–water flow. Part 1. Theory // *J. Fluid Mech.*, 1994, v.271, p.119 – 151.
34. *Duin C.A., Janssen P.A.E.M.* An analytic model of the generation of surface gravity waves by turbulent air flow // *J. Fluid Mech*, 1992, v.236, p.197 – 215.
35. *French, J. R., W. M. Drennan, J. A. Zhang, P. G. Black.* Turbulent fluxes in the hurricane boundary layer. Part I: Momentum flux // *J. Atmos. Sci.*, 2007, v.64, p.1089–1102.
36. *Black P.G., D'Asaro E.A., Drennan W.M., French J.R., Niiler P.P., Sanford T.B., Terrill E.J., Walsh E.J., Zhang J.A.* Air–sea exchange in hurricanes: synthesis of observations from the coupled boundary layer air–sea transfer experiment // *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2007, v. 88, №3, p.357–374.
37. *Plant W.J.* On the steady-state energy balance of short gravity wave systems // *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, v.10, №9, p.1340–1352.