

УДК 551.468:551.551

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НАД ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 2010 г. Ю. И. Троицкая, Д. А. Сергеев, О. С. Ермакова, Г. Н. Баландина

*Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
E-mail: yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru*

Поступила в редакцию 26.01.2009 г., после доработки 22.04.2009 г.

В работе описаны результаты лабораторного эксперимента по исследованию поля скорости ветра над взволнованной водной поверхностью с применением метода PIV. Использование скоростной CCD-камеры позволило детально изучить вихревую структуру воздушного потока. Измерены поля скорости над гладкой пластинкой, ветровыми волнами и волнами, возбуждаемыми волнопродуктором. Проведена прямая проверка модели турбулентного пограничного слоя над взволнованной поверхностью. Показано, что профили скорости ветра над волнами, полученные осреднением мгновенных полей по ансамблю реализаций и по горизонтальной координате, удовлетворительно согласуются с профилями, рассчитанными в рамках квазилинейной модели ветрового потока над взволнованной водной поверхностью.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы обмена импульсом, теплом и влагой на границе раздела океана и атмосферы являются определяющим при формировании климата и погоды на всех масштабах от глобального до регионального. Параметризация этих процессов входит во все модели глобальной циркуляции атмосферы и океана, региональные модели, а также современные модели оперативного прогноза погоды. Она, как правило, основана на обобщении данных измерений, которые могут быть выражены через так называемые балк-формулы [1], использующие стандартные метеорологические характеристики и коэффициенты обмена. Эти коэффициенты зависят от метеорологических условий и состояния поверхности, их эмпирические значения характеризуются значительным разбросом, который плохо объясняется в рамках имеющихся теоретических моделей, поскольку он определяется деталями взаимодействия ветра и волн, которые в настоящее время изучены недостаточно. В связи с этим теоретические исследования механизмов взаимодействия волн и ветра, начатые в 1924 г. Джеффрисом [2], не теряют актуальности в настоящее время. Эти исследования включают в себя как построение теоретических моделей взаимодействия волн и ветра [3–12], так и экспериментальные исследования ветрового пограничного слоя над взволнованной поверхностью моря в натуральных [13–17] и лабораторных условиях [18–21].

Один из центральных вопросов в этих исследованиях связан с выяснением физической природы аэродинамической шероховатости взволнованной поверхности, когда высота волн существенно превышает толщину вязкого подслоя. Следует заметить, что она существенно отличается от аэродинамической шероховатости твердой поверхности при аналогичных условиях, когда высота шероховато-

сти оказывается пропорциональной вертикальному масштабу неоднородности поверхности, а обтекание этих неоднородностей является отрывным. Причина этого отличия связана с различием характера обтекания поверхности воды и твердой поверхности: во-первых, “элементы шероховатости” поверхности воды, волны, обычно имеют небольшую крутизну; во-вторых, поверхность воды аэродинамически гладкая; в-третьих, скорость поверхности воды отлична от нуля и определяется орбитальной скоростью волны и ветровым дрейфом. Величина аэродинамического сопротивления сильно зависит от характера обтекания взволнованной поверхности воды, при этом важно, является ли оно отрывным или безотрывным. Для получения ответа на этот вопрос необходимо экспериментально исследовать поле скорости воздушного потока вблизи поверхности воды.

Наибольшую сложность в таких экспериментах представляет измерение параметров воздушного потока во впадинах поверхностных волн. При этом один из возможных подходов связан с использованием плавучей платформы, отслеживающей форму волны, на которой размещаются датчики скорости ветра (wave-following probe) [16, 17]. Основным недостатком такого метода является значительные возмущения, которые измерительное устройство вносит в поток. В последнее время развиваются бесконтактные методы измерения скорости воздушного потока, в частности метод Particle Imaging Velocimetry (PIV) [22], [23]. Измерения поля скорости воздушного потока над обрушающейся волной с помощью этого метода выполнены в работе [18]. Необходимо отметить, однако, что стандартная методика PIV позволяет получить поля скорости с периодом в 1/7 секунды [18], что недостаточно для изучения характеристик турбулентного потока в пограничном слое. Действительно, оценим харак-

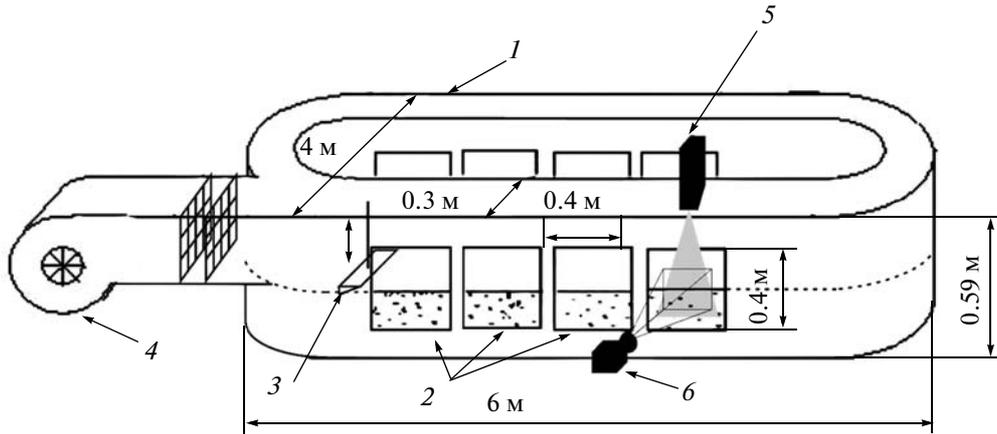


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – Ветровой бассейн, 2 – прямоугольные иллюминаторы 50 × 45 см, 3 – вентилятор, 4 – волнопродуктор, 5 – лазер непрерывного излучения LCS-318-300 ($\lambda = 532$ нм, мощность излучения 200 мВт), 6 – скоростная видеокамера “Видеоскан” VS-FAST.

терный период турбулентных флуктуаций, соответствующий внешнему масштабу турбулентности, который можно определить как расстояние от поверхности – z . В соответствии с гипотезой “замороженной турбулентности” период турбулентных флуктуаций можно оценить как $\tau_{\text{внеш}} = z/U(z)$, где $U(z)$ – скорость ветра на высоте z . При скоростях ветра, превышающих 1 м/с (порог генерации волн составляет 3 м/с) и расстояниях порядка 1 см от поверхности, $\tau_{\text{внеш}}$ имеет порядок 10^{-2} с. Для разрешения вихрей в турбулентном течении даже в этом случае частота получения изображений должна превышать 100 Гц.

В настоящей работе описана серия лабораторных экспериментов по исследованию поля скорости ветра над волнами с использованием техники PIV. При этом регистрация изображений осуществлялась с помощью скоростей CCD-камеры с частотой 700 кадров в секунду. Заметим, что минимальная толщина вязкого подслоя в данной серии экспериментов 2–3 мм, а размах волн превышал 12 мм. Таким образом, применение техники PIV позволило измерить профили скорости ветра над взволнованной поверхностью воды на расстоянии порядка толщины вязкого подслоя, существенно меньшей расстояния от подошвы волны до ее гребня. Посредством обработки полученных видеопленок, учитывающей искривленную форму поверхности, были измерены поля скорости над поверхностью воды в присутствии ветровых волн, волн, генерируемых волнопродуктором, а также поля скорости ветра над плоской пластиной. Проведено сравнение профилей скорости ветра над волнами, полученных экспериментально, с данными расчетов по квазилинейной модели [6]. Получено удовлетворительное согласие модельных расчетов и экспериментальных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по исследованию ветрового потока над взволнованной поверхностью проводи-

лись на овальном ветровом бассейне (лотке) ИПФ РАН (рис. 1). Бассейн состоит из двух полуокружностей диаметром 4 м, соединенных прямыми секциями длиной 2 м, при этом его общая длина составляет около 16 м. На прямых секциях с обеих сторон расположены прямоугольные иллюминаторы 2 размером 50 × 45 см. Сечение лотка составляет 30 см в ширину и 59 см в глубину. В рабочем состоянии бассейн заполнен водой на 32 см. В одном из мест перехода полуокружности в прямую секцию на боковой части лотка непосредственно над уровнем воды расположено окно, через которое вентилятор 3 направляет воздушный поток в прямую секцию (рис. 1). После пропеллера вентилятора для уменьшения уровня флуктуаций в потоке расположен хонейкомб (honeyscomb). Скорость подачи воздуха в канал лотка регулируется.

В ходе экспериментов генерация поверхностного волнения осуществлялась двумя разными способами. В первом случае волны на поверхности генерировались воздушным потоком. Во втором случае в присутствии ветрового потока дополнительно работал волнопродуктор поверхностных волн 4. Волнопродуктор располагался непосредственно (в 30 см) за окном вентилятора в начале прямой секции канала лотка и представлял собой вертикально колеблющееся рабочее тело, имеющее в сечении форму клина с размером, равным ширине канала (рис. 1). Волнопродуктор создавал плоскую гармоническую волну, частота и амплитуда колебаний которой в ходе экспериментов остались постоянными.

В зоне последнего иллюминатора проводились изменения поля скорости ветрового потока PIV-методом. Для визуализации использовались частицы полистирола размером 20 мкм. Оценим время инерции t_i таких частиц по формуле Стока:

$$t_i = \frac{\rho_{\text{part}} d^2}{\rho_{\text{air}} 36 \nu_a}, \quad (1)$$

где ρ_{part} – плотность материала частиц (1.02 г/см³) ρ_{air} – плотность воздуха (1.25 × 10⁻³ г/см³) d – диа-

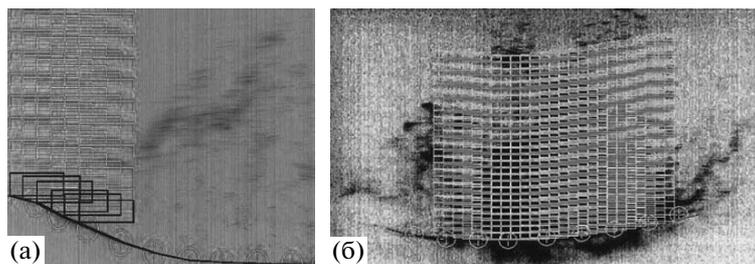


Рис. 2. Схема размещения прямоугольных элементов на изображении: а – передний склон волны; б – впадина.

метр частиц, ν_a – кинематическая вязкость воздуха. Для этих параметров $t_i = 7 \times 10^{-4}$ с. Это время существенно меньше характерного периода турбулентных флуктуаций $\tau_{\text{внеш}}$, определенного во введении ($\tau_{\text{внеш}} = 10^{-2}$ с).

Специальное устройство позволяло “вдуть” частицы в поток одновременно по всей высоте от поверхности жидкости до верхней границы окна съемки, длительность “вдува” частиц достигала 0.5 с. Для освещения области измерения использовался лазерный нож толщиной $l_n = 3$ мм, который располагался вдоль канала по середине лотка (рис. 1) В качестве источника света применялся твердотельный лазер непрерывного излучения видимого диапазона LCS-318–300 5 (длина волны 532 нм, мощность излучения 200 мВт). Движение частиц в плоскости лазерного ножа снималось на скоростную видеокамеру “Видеоскан” VS-FAST 6 (разрешение 1280×700 при скорости съемки 700 кадров/с).

ОБРАБОТКА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА

В процессе дальнейшей обработки полученные видеопленки разбивались на отдельные кадры, разделенные временным интервалом, равным 0.014 с, и из кадра вычитались фоновые шумы видеокамеры. Полученные фотографии обрабатывались с помощью специально созданного пакета программ по следующей схеме. На начальном кадре вручную отмечалось положение свободной поверхности жидкости, и в результате интерполяции определялась форма поверхности воды, искривленной волной. Полученный контур поверхности при этом сдвигался на следующем кадре на расстояние, равное фазовой скорости волны, умноженной на временной промежуток между кадрами, в результате чего происходило совмещение форм поверхности. Засвеченная область на кадрах разбивалась на совокупность прямоугольных элементов размером 128×64 пикселя. Поскольку нижняя граница засвеченной области представляет собой кривую линию (поверхность воды, искривленную волной), то разбиение на фрагменты осуществлялось по такому принципу: край первого прямоугольного элемента помещался на выбранный контур, совмещенный со свободной поверхностью, далее над ним вертикально надстраивались следующие прямоугольные элементы до

уровня выбранной высоты, которая могла задаваться с целью увеличения или уменьшения вертикального масштаба анализируемой области (рис. 2). В большинстве наших экспериментов эта высота составляла 512 пикселей. Соседние прямоугольные элементы на выделенном видеофрагменте подвергались перекрытию на 75% вертикальном и горизонтальном направлениях. Минимальное расстояние от поверхности, на котором можно получить значения скорости воздушного потока с помощью обработки, описанной выше, составляет 0.99 мм (во впадине волны).

Для определения поля скорости применялся стандартный алгоритм PIV [22], [23]. При этом для прямоугольных элементов, имеющих одинаковое положение на соседних кадрах, строилась двумерная кросскорреляционная функция распределения интенсивности, которая в области вблизи ее максимума аппроксимировалась двумерной гауссовой функцией. Положение максимума полученной гауссовой функции соответствовало среднему смещению частиц-маркеров внутри выделенного прямоугольного элемента. Необходимо отметить, однако, что движение частиц в турбулентном воздушном потоке является трехмерным. Для корректного определения поля скорости в плоскости лазерного ножа необходимо, чтобы характерное смещение частиц в поперечном направлении за время экспозиции было мало по сравнению с толщиной лазерного ножа l_n , т.е. выполнялось условие:

$$v' t_{\text{экс}} \ll l_n, \tag{2}$$

где v' – характерная поперечная пульсационная скорость, $t_{\text{экс}}$ – время экспозиции видеокамеры. В экспериментах, описанных в данной работе, $l_n = 3$ мм, $t_{\text{экс}} = 0.0014$ с, $v' \sim u^*$, где u^* – скорость трения, как будет показано ниже, максимальная величина u^* составляет 130 мм/с, тогда, $v' t_{\text{экс}} \sim 0.18$ мм. Таким образом, толщина светового ножа на порядок превышает величину перемещения частиц в поперечном направлении за время экспозиции.

В результате описанной процедуры была получена система файлов данных в формате ASCII, содержащих информацию о полях скорости в различные моменты времени с пространственным разрешением 3.52 мм по горизонтали и 1.98 мм по вертикали. При обработке данных использовался критерий качества данных. В случае, когда горизон-

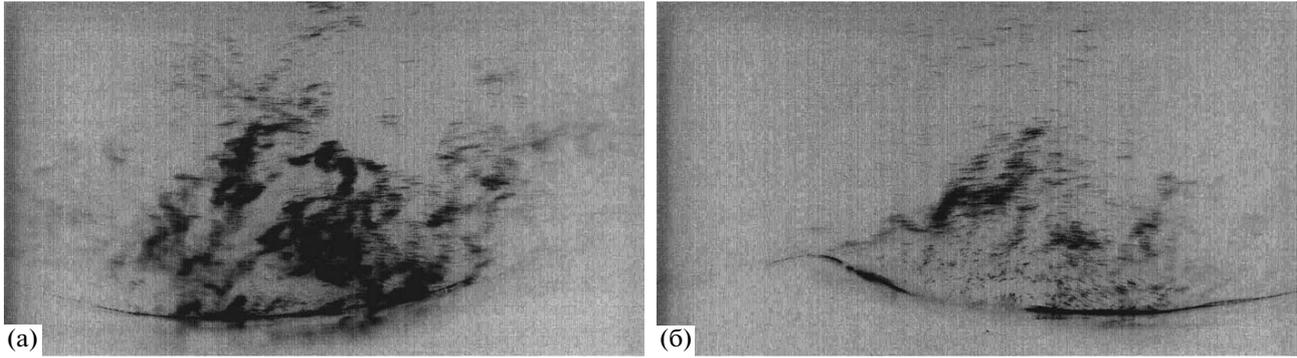


Рис. 3. Негативные изображения плоскости лазерного ножа со светорассеивающими частицами для скорости ветра $U = 4$ м/с над волнами, возбуждаемыми волнопродуктором в разных фазах волны: а – впадина; б – передний склон.

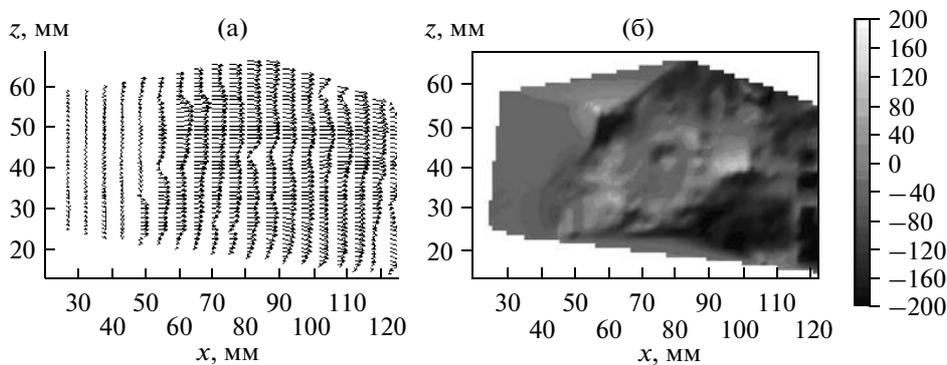


Рис. 4. Пример мгновенного поля скорости воздушного потока над волной, генерируемой волнопродуктором (а); изолинии вертикальной компоненты скорости (б). Скорость ветра $U = 1.5$ м/с.

тальная скорость в некоторой точке удовлетворяла условию $v < -100$ мм/с или $0 < v < 10$ мм/с в нескольких ячейках ASCII файла подряд на высоте $z > 1$ см от поверхности, соответствующее значение скорости считалось ошибочным и замещалось числом 9999, данные значения скорости при последующей обработке не принимались в учет. Причина появления подобных ошибок связана с неоднородностью распределения частиц в воздушном потоке. Процедура отбора позволяет исключить ошибки в определении мгновенных полей скорости, связанные с низкой концентрацией частиц.

Файлы данных в дальнейшем осреднялись с целью получения профиля скорости ветра в приповерхностном слое атмосферы (см. следующие разделы). В ходе цифровой обработки видеофрагментов также сделаны негативы видеоизображений, на которых отчетливо видны все особенности поведения приводного слоя атмосферы в присутствии поверхностных волн. На рис. 3 показан пример негативного изображения визуализации турбулентного потока частицами. Видна сложная структура потока, типичная для турбулентного движения. Очевидно, что длина треков на снимке пропорциональна скорости воздушного потока. Наличие коротких треков вблизи поверхности воды (рис. 3б) указывает на существенное уменьшение скорости воздушного

потока, связанное с экранированием ветрового потока профилем волны, который визуализируется частицами, падающими на поверхность воды, как яркая темная линия, хорошо заметная на рис. 3. Следует также отметить, что мгновенная скорость вблизи поверхности может иметь значительную вертикальную компоненту, что визуально выглядит как отрыв частицы от поверхности. Подобные особенности течения возникают в любой фазе волны. В работе [24] сообщается об аналогичных наблюдениях отрыва частиц от поверхности воды. Однако, как будет видно ниже, в осредненных по турбулентным флуктуациям полях скорости в турбулентном пограничном слое над необрушающимися волнами явление отрыва пограничного слоя не наблюдается.

СРЕДНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ

Полученный в результате обработки, описанной в предыдущем разделе пример мгновенного поля скорости воздушного потока над волной, генерируемой волнопродуктором, показан на рис. 4. Видны значительные флуктуации двух компонент скорости ветра, обусловленные турбулентностью.

Для того чтобы получить осредненные по турбулентным возмущениям поля скорости воздушного потока над волной, была проведена процедура осреднения по ансамблю реализаций поля скоро-

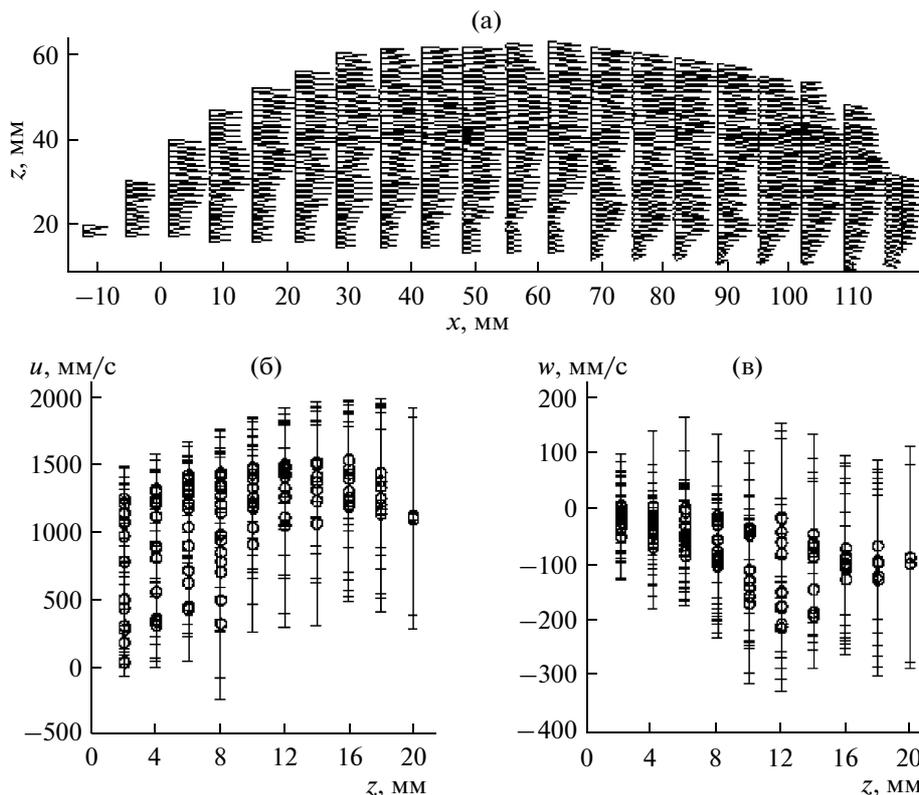


Рис. 5. Средние поля скорости воздушного потока над волной, генерируемой волнопродуктором (а); изолинии поля вертикальной компоненты скорости воздушного потока; профили горизонтальной (б) и вертикальной (в) компонент скорости воздушного потока. Доверительные интервалы оцениваются по формулам (4)–(6).

сти. Для этого выбиралась последовательность кадров, на которых форма поверхности воды, искривленная волной, изменялась слабо. По ним методом PIV находилась последовательность мгновенных полей скорости на квадратной сетке в части плоскости, расположенной выше поверхности воды, – ансамбль реализаций поля скорости (см. следующие разделы). Вычислялось среднее по этому ансамблю реализаций двумерное поле скорости. При этом учитывались значения полей только в тех узлах сетки, где число измерений, удовлетворяющих критерию отбора в процедуре PIV (см. следующие разделы), превышало некоторое заданное N_{avg} . Средний вектор скорости определялся по формуле:

$$\langle \mathbf{u} \rangle(x_i, y_j) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} \mathbf{u}_k(x_i, y_j), \quad (3)$$

где $n_{ij} > N_{avg}$ – число значений скорости в точке с координатами (x_i, y_j) , удовлетворяющих критерию отбора в процедуре PIV.

Поля нормальных $\langle u'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ и касательных $\langle u'w' \rangle$ турбулентных напряжений определялось по формулам:

$$\langle u'^2 \rangle(x_i, y_j) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (u_k(x_i, y_j) - \langle u \rangle(x_i, y_j))^2, \quad (4)$$

$$\langle w'^2 \rangle(x_i, y_j) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (w_k(x_i, y_j) - \langle w \rangle(x_i, y_j))^2, \quad (5)$$

$$\langle u'w' \rangle(x_i, y_j) = \frac{1}{n_{ij}} \sum_{k=1}^{n_{ij} > N_{avg}} (u_k(x_i, y_j) - \langle u \rangle(x_i, y_j)) \times (w_k(x_i, y_j) - \langle w \rangle(x_i, y_j)), \quad (6)$$

здесь $\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ – средние по ансамблю компоненты ветра.

Заметим, что, по существу, $\langle u'^2 \rangle^{1/2}(x_i, y_j)$, $\langle w'^2 \rangle^{1/2}(x_i, y_j)$ представляют собой среднеквадратичные отклонения значений компонент вектора скорости в точке x_i, y_j , в дальнейшем они использовались для оценки погрешностей измерения средней скорости воздушного потока.

На рис. 5а показан пример векторного поля скорости воздушного потока над волной, генерируемой волнопродуктором, осредненного по ансамблю реализаций. На рис. 5б показаны соответствующие профили компонент скорости с доверительными интервалами, полученными по формулам (4)–(6). Видно, что погрешности в определении полей скорости достаточно высоки.

С помощью осреднения по фазе измеренных полей скорости можно вычислить профиль скорости

Таблица 1.

Условия эксперимента	Скорость ветра, м/с	Волновое число, см ⁻¹	Амплитуда возвышения поверхности	Число реализаций
Волнопродуктор	4	0.45	0.65	7
Волнопродуктор	2.5	0.45	0.65	4
Волнопродуктор	1.5	0.45	0.65	4
Ветровые волны	4	0.89	0.22	6
Гладкая пластинка	4	нет	нет	48
Гладкая пластинка	2.5	нет	нет	103
Гладкая пластинка	1.5	нет	нет	217

воздушного потока, осредненный по волновым возмущениям, который будет иметь значительно меньше погрешности. Следует заметить, что вблизи поверхности воды масштаб профиля скорости воздушного потока мал по сравнению с амплитудой волны. В связи с этим профиль скорости ветра над взволнованной поверхностью воды обычно выражают в криволинейных координатах, повторяющих форму взволнованной поверхности ([3, 9–12, 25]). Удобной для представления экспериментальных данных является криволинейная система координат, сопровождающая волну, которая задается следующим преобразованием координат [19, 20]:

$$\begin{aligned} x &= x^*, \\ y &= y^* + f(y^*)\tilde{\eta}(x^*, t). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\tilde{\eta}(x^*, t)$ – форма возвышения поверхности воды, $f(y^*)$ – функция, монотонно убывающая при удалении от поверхности воды, причем $f(0) = 1$. Например, если:

$$\tilde{\eta}(x^*, t) = a \cos(\omega t - kx^*), \quad (8)$$

то использовалась следующая функция [19, 20]:

$$f(y^*) = \frac{\sinh k(y^* + H)}{\sinh kH}, \quad (9)$$

где H – высота ветрового канала. В настоящей работе использовалась простейшая функция $f(y^*) = 1$. По вычисленному среднему по ансамблю реализаций полю скорости воздушного потока над волнами см. (3) вычислялись средние по координате профили скорости ветра:

$$U_0(y^*) = \overline{\langle u \rangle(x, y^* + \tilde{\eta}(x))}, \quad (10)$$

для каждого из ансамблей реализаций.

Особенности определения поля скорости воздушного потока, описанные выше, приводят к значительному увеличению погрешностей в определении значений скорости ветра на краях изображения, где освещенность изображения резко падала. В связи с этим по 5 крайних колонок в файлах данных отбрасывались при определении средних профилей скорости:

$$U_0(y^*) = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \langle u \rangle(x, y^* + \tilde{\eta}(x_i)), \quad (11)$$

где N_x – число вертикальных колонок, участвовавших в осреднении. При этом среднеквадратичное отклонение профиля скорости в заданной точке $y = y_j$ оценивалось следующим образом:

$$\sigma_u(y_j) = \left(\frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x} \langle u^2 \rangle(x_i, y_j) \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Параметры экспериментов и число реализаций представлены в табл. 1. Профили скорости ветра, полученные при разных типах подстилающей поверхности, представлены на рис. 6 и 7. На рис. 6 показаны результаты тестовых измерений профиля скорости ветра над гладкой плексигласовой пластиной. На рис. 7а, 7б представлены профили скорости ветра над волнами, генерируемыми ветром для трех значений скорости ветра.

Для каждого случая по измеренным профилям определялась скорость трения ветра. Из рис. 6а, 6в видно, что в случае скорости ветра $U = 4$ м/с и $U = 2.5$ м/с на профиле скорости имеется выраженный логарифмический участок, а в случае низкой скорости ветра $U = 1.5$ м/с (рис. 6б) установление логарифмического слоя не произошло. Это объясняется значительно большей толщиной вязкого подслоя (пропорциональной отношению вязкости воздуха к скорости трения u^*) в случае малых скоростей воздушного потока. По логарифмическому участку профиля скорости ветра оценивалось значение u^* . Затем проводилась верификация оценки, при этом для заданного значения u^* профиль скорости ветра рассчитывался по формуле Смольякова [26] для коэффициента вихревой вязкости:

$$v = v_a \left\{ 1 + \kappa z^+ \left[1 - e^{-\left(\frac{z^+}{L}\right)^2} \right] \right\}, \quad (13)$$

где $z^+ = z/z^*$, $z^* = v_a/\sqrt{\tau_{\text{турб}}}$ – вязкий масштаб, L – числовой параметр (сравнение с параметрами профиля скорости ветра в турбулентном пограничном слое, приведенными в работе [9], дает для аэродинамически гладкой поверхности $L = 22.4$). Рассчитанный с учетом формулы (13) профиль скорости ветра сопоставлялся с данными измерений. Из рис. 6а видно очень хорошее согласие расчетов и измерений.

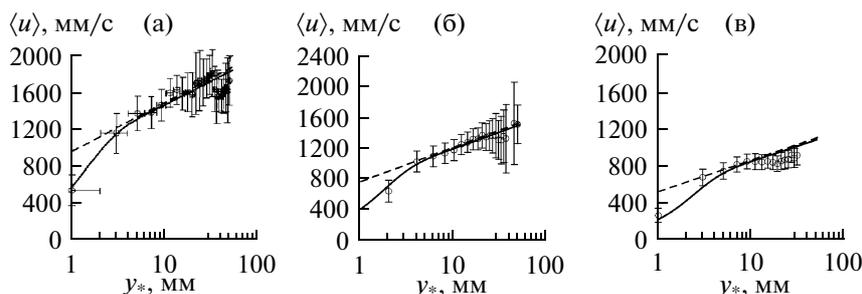


Рис. 6. Средние профили скорости ветра над гладкой пластинкой. Символы – данные измерений с доверительными интервалами, сплошная линия – результат интегрирования уравнения Рейнольдса с коэффициентом турбулентной вязкости (13) пунктирная линия – логарифмический профиль скорости, соответствующий режиму гладкого обтекания. Скорости трения и скорости ветра: а – 96 мм/с, 4 м/с; б – 78 мм/с, 2.5 м/с; в – 59 мм/с, 1.5 м/с.

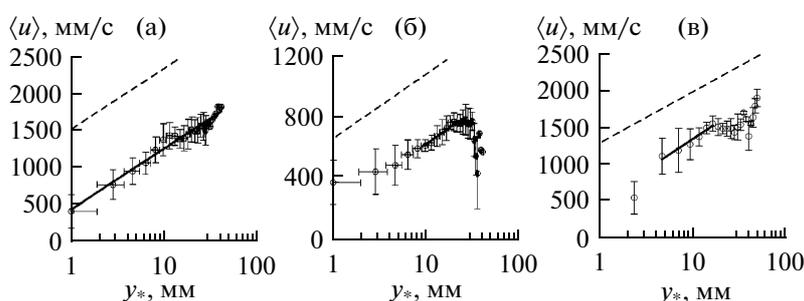


Рис. 7. Средние профили скорости ветра над водной поверхностью. Символы – данные измерений с доверительными интервалами, сплошная линия – логарифмическая аппроксимация, пунктирная линия – логарифмический профиль скорости, соответствующий режиму гладкого обтекания: а, б – волны на воде генерируются волнопродуктором, в – ветровые волны. Скорости трения и скорости ветра: а – 138 мм/с, 4 м/с; б – 72 мм/с, 1.5 м/с; в – 120 мм/с, 4 м/с.

При $U = 1.5$ м/с, когда установления логарифмического профиля скорости ветра в рабочей секции не произошло, u^* определялось из условия наилучшего соответствия измеренного профиля скорости ветра и рассчитанного на основе формулы Смольякова см. (13).

В случае воздушного потока над волнами, генерируемыми волнопродуктором и ветром (рис. 7), скорость трения определялась методом наименьших квадратов по прямолинейному участку на профиле скорости ветра в полулогарифмических координатах.

Значения скорости u^* для различных типов подстилающей поверхности приведены в табл. 2. Видно, что минимальные значения u^* для всех скоростей ветра наблюдаются над гладкой пластинкой. Присутствие волн на воде приводит к увеличению сопротивления поверхности. Заметим, что в случае воздушного потока над волнами, генерируемыми волнопродуктором, профиль скорости в нем был близок к логарифмическому, в том числе вблизи поверхности, т.е. на наблюдаемых в наших экспериментах от поверхности вязкий подслой эффективно отсутствовал. Ниже будет показано, что такая форма профиля скорости ветра (см. рис. 7а, 7б) хорошо описывается теоретической моделью (см. следующие разделы).

ФОРМА ПОВЕРХНОСТИ, ИСКРИВЛЕННОЙ ВОЛНОЙ

Форма поверхности воды определялась по видеозображениям, на которых она выглядела как яркая контрастная линия за счет рассеяния света частицами, выпадающими на поверхность воды. На рис. 8а показана форма поверхности воды, искривленная волнами, генерируемыми волнопродуктором, которые можно считать двумерными. На том же рисунке показана кривая, задаваемая параметрической функцией:

$$x = \xi - a \sin k\xi, \tag{14}$$

$$z = a \cos k\xi, \tag{15}$$

при $a = 0.65$ см, $k = 0.45$ см⁻¹, которая хорошо аппроксимирует зафиксированную форму поверхности.

Таблица 2.

Скорость ветра, м/с	u^* , см/с (гладкая пластинка)	u^* , см/с (волны от волнопродуктора)	u^* , см/с (ветровые волны)
1.5	9.6 ± 1.2	13.8 ± 1.3	12 ± 1.2
2.5	7.8 ± 1.0	нет	нет
4	5.9 ± 0.6	7.2 ± 0.5	нет

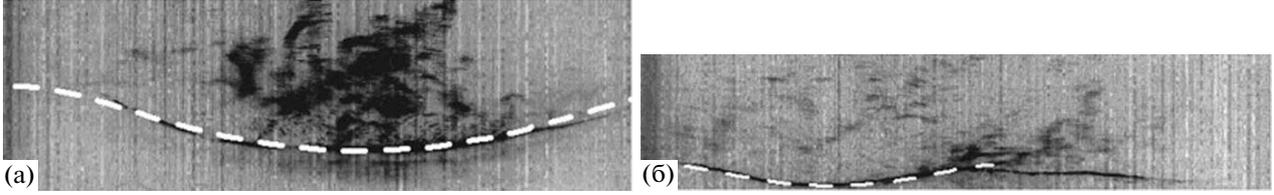


Рис. 8. Аппроксимация формы поверхности согласно выражениям (14), (15): а – волны на воде генерируются волно-продуктором, б – ветровые волны.

На рис. 8б показана форма поверхности воды, зарегистрированная в случае ветровой генерации волн. Следует заметить, что в этом случае волны имели выраженный угловой спектр. Однако энергонесущие волны были квазидвумерными. В связи с этим в дальнейшем для описания поверхности воды использовалось двумерное приближение и ее форма аппроксимировалась функциями (14), (15) с параметрами $a = 0.22$ см, $k = 0.89$ см⁻¹. Соответствующая аппроксимация формы поверхности воды показана на рис. 8б.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Теоретическая модель турбулентного пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды, искривленной плоской гармонической волной, бегущей по ветру, развивалась в работе [6]. Эта модель основана на решении системы уравнений Рейнольдса:

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (16)$$

закрываемых с помощью градиентной аппроксимации:

$$\sigma_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle = \nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right). \quad (17)$$

Здесь ν – коэффициент турбулентной вязкости – заданная функция, вид которой обсуждается ниже. Граничные условия на поверхности раздела вода–воздух, задаваемой функции $z = \xi(x, y, t)$, имеют вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \xi}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \xi}{\partial y} \Big|_{z=\xi(x,y,t)} = \langle w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}, \quad (18)$$

$$\langle \mathbf{u}_\tau^w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)} = \langle \mathbf{u}_\tau^a \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}, \quad (19)$$

где $\langle \mathbf{u}_\tau^w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}$, $\langle \mathbf{u}_\tau^a \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}$ – тангенциальные компоненты скорости в воздухе и воде.

Рассмотрим турбулентный пограничный слой над водной поверхностью. Будем считать, что вдоль поверхности распространяется двумерная гармоническая волна с волновым числом k и амплитудой возвышения поверхности a . В настоящей модели учитывается вязкий подслой логарифмического пограничного слоя вблизи водной поверхности, масштаб которого, не превышающий нескольких миллиметров, мал по сравнению с типичными амплитудами поверхностных волн. Чтобы избежать сильной

геометрической нелинейности, перейдем от декартовых координат (x, z) к криволинейным координатам (ξ, η) по формулам:

$$x = \xi - ae^{-k\eta} \sin k\xi, \quad (20)$$

$$z = \eta + ae^{-k\eta} \cos k\xi. \quad (21)$$

Введем функцию тока согласно правилу:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (22)$$

Тогда система уравнений (15) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\Delta \Phi) + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x}(\Delta \Phi) - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z}(\Delta \Phi) = \\ = -2v_{zz} \Phi_{xx} + \nu(\Delta \Delta \Phi). \end{aligned} \quad (23)$$

В системе координат (20), (21) система уравнений (23) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi}{\partial t} + \frac{1}{I} \frac{\partial \chi}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) - \frac{1}{I} \frac{\partial \chi}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right) = \Delta(\nu \chi) - \frac{2}{I^2} v_{\eta\eta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} - \\ - \frac{I_\eta}{I^3} ((\Phi_\eta v_\eta)_\eta - v_\eta \Phi_{\xi\xi}) - \frac{I_\xi}{I^3} (2v_\eta \Phi_{\xi\eta} - \Phi_\xi v_{\eta\eta}) + \\ + \Phi_\eta v_\eta \frac{I_\xi^2 + I_\eta^2}{I^4}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\Delta \Phi = \xi = \frac{1}{I} (\Phi_{\xi\xi} + \Phi_{\eta\eta}), \quad (25)$$

где ξ – завихренность, I – якобиан преобразования (20), (21).

Для решения нелинейной системы (24), (25) воспользуемся квазилинейной моделью в интерпретации [5, 6], когда не учитываются высшие гармоники возмущения, основная гармоника определяется с точностью до членов порядка ka , а средние поля – с точностью до членов $(ka)^2$. Это означает, что в уравнениях для возмущений сохраняются слагаемые порядка $(ka)^3$, обусловленные присутствием индуцированного течения. В то же время слагаемые, имеющие формально тот же порядок $(ka)^3$, возникающие в результате нелинейного взаимодействия первой и второй гармоник, отбрасываются. Контрольные вычисления, проведенные в [16] с учетом второй гармоники, показали, что ее вклад в инкремент поверхностных волн незначителен при достаточно малой крутизне волны. Подобный подход был реализован в [15] с использованием системы уравнений гидродинамики в переменных скорости – дав-

ление. Запись уравнений через завихренность и функцию тока оказывается более предпочтительной при численном решении задачи, поскольку приводит к более быстрой сходимости итерационной процедуры (см. ниже). Итак, будем искать решение системы (15) в виде суммы среднего поля и волнового поля данной гармоники:

$$\Phi = \Phi_0(\eta) + \Phi_1(\eta)e^{ik\xi}, \quad (26)$$

$$\chi = X_0(\eta) + X_1(\eta)e^{ik\xi}. \quad (27)$$

После ряда громоздких преобразований из (24) и (25) можно получить систему связанных уравнений для первой гармоники:

$$(\Phi_{0\eta}X_1 - \Phi_1\chi_{0\eta})ik - \left(\frac{d^2}{d\eta^2} - k^2\right)(X_1v) = \quad (28)$$

$$= -2v_\eta\Phi_1k^2 - 2kae^{-k\eta}(\Phi_{0\eta}v_\eta)_\eta,$$

$$\frac{d^2\Phi_1}{d\eta^2} - k^2\Phi_1 = X_1 - 2kae^{-k\eta}X_0, \quad (29)$$

где $\Phi_{0\eta} = d\Phi_0/d\eta$,

с граничными условиями (см. [6])

$$\Phi_1|_{\eta=0} = 0, \quad (30)$$

$$\Phi_{1\eta}|_{\eta=0} = 2cka, \quad (31)$$

и уравнений для среднего течения:

$$\frac{d^2}{d\eta^2}(v\chi_0) = k\frac{d}{d\eta}kae^{-k\eta}v_\eta\text{Re}(\psi_{1\eta} - k\psi_1) - \quad (32)$$

$$- 2(ka)^2e^{-2k\eta}v_\eta\Phi_{0\eta} + \frac{1}{2}k\frac{d}{d\eta}\text{Im}(\psi_1^*\chi_1) \equiv -\frac{d^2\tau_{\text{wave}}}{d\eta^2},$$

$$\frac{d\Phi_{0\eta}}{d\eta} = \chi_0(1 + (ka)^2e^{-2k\eta}) - kae^{-k\eta}\text{Re}\chi_1. \quad (33)$$

С граничными условиями:

$$v\chi|_{\eta \rightarrow \infty} = u^{*2}, \quad (34)$$

$$\Phi_{0\eta}|_{\eta=0} = -c,$$

где η определяется преобразованием координат (20), (21), а τ_{wave} в первом уравнении системы (32), (33) – волновой поток импульса. Уравнения (32), (33) выражают закон сохранения вертикального потока горизонтальной компоненты импульса в турбулентном пограничном слое, который можно записать в виде:

$$\tau_{\text{urb}}(\eta) + \tau_{\text{wave}}(\eta) = u^{*2}, \quad (35)$$

Система (28)–(31) совместно с уравнениями (32), (33) решалась численно сеточным методом. Решение краевой задачи осуществлялось с помощью неявного метода, являющегося модификацией метода Гаусса для ленточной матрицы [6].

Важным элементом модели взаимодействия турбулентного ветра и волн также является гипотеза замыкания уравнений Рейнольдса, а в случае гипотезы замыкания первого порядка это модель коэффици-

циента вихревой вязкости. В настоящей работе v считается заданной функцией вертикальной координаты η , для которой используется аппроксимация Смольякова [26], задаваемая формулой (13), полученная в эксперименте [9], где определялся профиль скорости турбулентного потока над гидродинамически гладкой пластинкой. Из (35) следует, что:

$$\tau_{\text{urb}} = u^{*2}\left(1 - \frac{\tau_{\text{wave}}}{u^{*2}}\right), \quad (36)$$

и получается следующее выражение для коэффициента вихревой вязкости

$$v = v_a \left\{ 1 + \kappa \frac{u^*\eta \sqrt{1 - \tau_{\text{wave}}/u^{*2}}}{v_a} \times \right. \quad (37)$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{L}\left(\frac{u^*\eta}{v_a}\right)^2\left(1 - \frac{\tau_{\text{wave}}}{u^{*2}}\right)\right) \right] \right\}.$$

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

Проверка данной модели производилась на основе сопоставления с данными описанного выше лабораторного эксперимента. Для этого потребовалось перейти от координат (ξ, η) см. (20), (21) к координатам (x, y^*) см. (6). С учетом криволинейных координат (20), (21) форма поверхности воды $\eta = 0$ в координатах (x, y) может быть представлена следующей параметрической функцией:

$$x = \xi - a \sin k\xi, \quad (38)$$

$$z = a \cos k\xi, \quad (39)$$

А координаты (x, y^*) выражаются через (ξ, η) следующим образом:

$$x = \xi - ae^{-k\eta} \sin k\xi, \quad (40)$$

$$x = \xi_1 - a \sin k\xi_1, \quad (41)$$

$$y^* = \eta + a(e^{-k\eta} \cos k\xi - \cos k\xi_1). \quad (42)$$

Зная выражения для завихренности и функции тока в криволинейных координатах (ξ, η) , можно вычислить теоретически величины, измеряемые в лабораторном эксперименте и сравнить с данными измерений. При этом компоненты скорости в декартовых координатах выражаются следующим образом:

$$u = \frac{\partial\psi}{\partial y} = \left(\frac{\partial\psi}{\partial\eta}\frac{\partial y}{\partial\eta} + \frac{\partial\psi}{\partial\xi}\frac{\partial y}{\partial\xi}\right)\frac{1}{I}, \quad (43)$$

$$w = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\left(\frac{\partial\psi}{\partial\eta}\frac{\partial x}{\partial\eta} + \frac{\partial\psi}{\partial\xi}\frac{\partial x}{\partial\xi}\right)\frac{1}{I}. \quad (44)$$

Выражая координаты (x, y^*) через (ξ, η) по формулам (40)–(42) и производя осреднение по x , можно получить в теории профиль средней скорости $U_0(y^*)$, который можно непосредственно сравнивать с измеренным (см. (10)). Для сравнения с экспериментом также необходимо вычислить среднее по периоду волны от турбулентного касательного напряжения $\langle u'w' \rangle$. При использовании градиентной аппроксимации, которая применяется в рамках на-

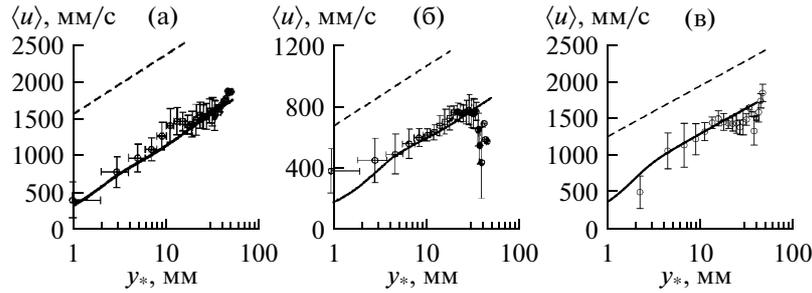


Рис. 9. Средние профили скорости ветра над водной поверхностью. Символы – данные измерений с доверительными интервалами, сплошная линия – теоретический расчет, пунктирная линия – логарифмический профиль скорости, соответствующий режиму гладкого обтекания: а, б – волны на воде генерируются волнопродуктором, в – ветровые волны. Параметры численного расчета: а – $u^* = 138$ мм/с, $k = 0.045$ мм⁻¹, $a = 6.5$ мм; б – $u^* = 72$ мм/с, $k = 0.045$ мм⁻¹, $a = 6.5$ мм; в – $u^* = 120$ мм/с, $k = 0.089$ мм⁻¹, $a = 2.2$ мм.

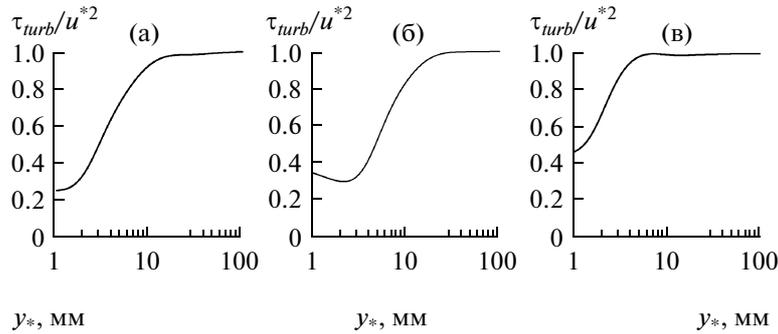


Рис. 10. Теоретические профили нормированного турбулентного потока импульса над волнами: расчет дня: а – $u^* = 138$ мм/с, $k = 0.045$ мм, $a = 6.5$ мм; б – $u^* = 72$ мм/с, $k = 0.045$ мм, $a = 6.5$ мм; в – $u^* = 120$ мм/с, $k = 0.089$ мм⁻¹, $a = 2.2$ мм.

шей модели, имеют место следующие выражения для касательного турбулентного напряжения через компоненты скорости $\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ или функцию тока ψ и завихренность χ :

$$\begin{aligned} \langle u'w' \rangle &= v \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} \right) = v \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right) = \\ &= v \left(\chi - 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right). \end{aligned} \quad (45)$$

Переходя от декартовых координат к криволинейным, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} &= \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 \chi + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} I \left(\left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 \right) + \\ &+ 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi \partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{1}{I} + \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \left(\frac{2 \partial I}{I \partial \xi} - \frac{1}{I^2} \frac{\partial x}{\partial \xi} \left(\frac{\partial I}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{\partial I}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \left(\frac{2 \partial I}{I \partial \eta} - \frac{1}{I^2} \frac{\partial x}{\partial \eta} \left(\frac{\partial I}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} + \frac{\partial I}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) \right). \end{aligned} \quad (46)$$

Выразив координаты (x, y^*) через (ξ, η) по формулам (40)–(42) и производя осреднение по x , можно получить в теории профиль среднего турбулентного напряжения $\overline{\langle u'w' \rangle}(y^*, x)$. На рис. 9 сплошными линиями показаны теоретические профили средней горизонтальной скорости при значениях параметров, соответствующих данному экспери-

менту. Видно хорошее согласие теории и эксперимента. Заметим, что присутствие волн на поверхности воды приводит к значительному снижению скорости ветра по сравнению с гладким обтеканием плоской пластинки турбулентным потоком с той же скоростью трения u^* (ср. кривые, показанные пунктирными линиями на рис. 9). Это снижение скорости вызвано потоком импульса от ветра к волнам.

Такое экранирование заметно на верхних панелях рис. 11 как для волн, генерируемых волнопродуктором (см. рис. 11а), так и для ветровых волн (см. рис. 11б). Видно, что треки частиц, показывающие их смещение за время экспозиции, во впадине волны значительно короче, чем в основном потоке. На нижних панелях рис. 11 показаны линии тока в системе отсчета, бегущей вместе с волной, которые рассчитаны в рамках модели турбулентного пограничного слоя над взволнованной поверхностью [6]. Из сравнения верхних и нижних панелей на рис. 11 видно, что область экранирования потока совпадает с областью замкнутых линий тока. С точки зрения теории взаимодействия волн со сдвиговыми потоками, эта область представляет собой критический слой (КС), где фазовая скорость волны близка к скорости ветра [27]. При этом уменьшение турбулентного потока импульса вблизи поверхности воды обусловлено резонансным взаимодействием волны с потоком в (КС). Заметим, что турбулентный поток обладает большой эффективной вязкостью, обусловленной переносом импульса. Следствием этого

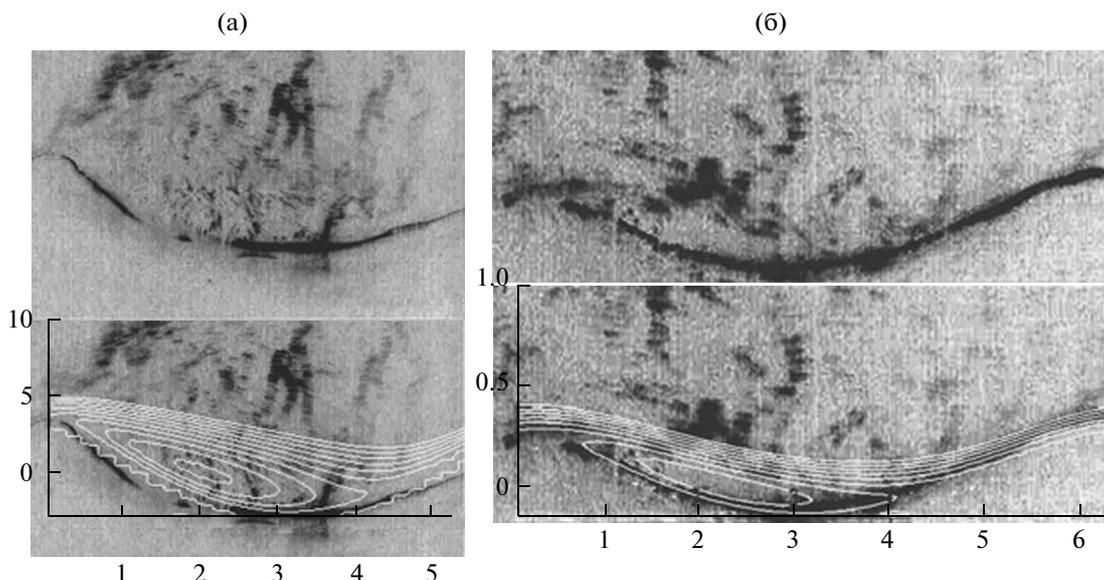


Рис. 11. Негативные изображения плоскости лазерного ножа со светорассеивающими частицами для скорости ветра $U = 4$ м/с над волнами от волнопродуктора (а) ветровыми волнами (б). На нижних панелях показаны линии тока в системе отсчета, бегущей с волной, рассчитанные в рамках настоящей модели. Для наглядности изображения сжаты по горизонтали в соотношении 1 : 2 (а) и 1 : 3 (б).

является хорошая применимость квазилинейного приближения для описания этого потока.

Хорошее совпадение теории и эксперимента указывает на правильность представлений, лежащих в основе модели: гладкое обтекание поверхности, модель коэффициента вязкости, учитывающая изменение турбулентного потока импульса вблизи поверхности, квазилинейное приближение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе описаны результаты лабораторного эксперимента, посвященного изучению турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью с использованием скоростной цифровой видеосъемки. Для визуализации воздушного потока в него вносились частицы из полистирола радиусом порядка 20 мкм, которые освещались лазерным ножом. Скоростная съемка с частотой 700 кадров в секунду в области воздушного потока над волнами позволила провести измерения динамики внутри вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя, а также наблюдать тонкую структуру воздушного потока, в частности область отрыва (или область экранирования) турбулентного потока за гребнем волны. На видеоизображениях треки отдельных частиц, показывающие их смещение за время экспозиции, в области отрыва были заметно короче, чем вне этой области, что свидетельствовало о меньшей скорости частиц (см. рис. 11).

Для теоретического описания ветрового потока над волнами использовалась квазилинейная модель турбулентного пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды [6]. В рамках этой модели возмущения, индуцированные волнами на поверх-

ности воды в воздушном потоке, описываются в линейном приближении, а в уравнении для среднего поля ветра учитывается нелинейное слагаемое — средний поток импульса от ветра к волнам. При параметрах волн, измеренных в экспериментах, теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с данными эксперимента. Иными словами, экранирование (или отрыв) турбулентного потока хорошо описывается в рамках квазилинейной теории. Применимость такого, по существу, слабонелинейного приближения обусловлена большими значениями эффективной вязкости в турбулентном пограничном слое, так что эффективное число Рейнольдса турбулентного потока при этом невелико. Этот случай существенно отличается от условий лабораторного эксперимента [18], где был реализован сильнонелинейный режим возмущений, индуцированных в воздухе обрушающейся волной. В условиях эксперимента, описанного в данной работе, реализуется режим вязкого критического слоя для возмущений ветрового потока, индуцированных необрушающимися волнами на поверхности воды (см. [16]). При этом единственным значимым нелинейным эффектом является детектирование этих возмущений, приводящее к деформации скорости ветра.

Авторы выражают благодарность В.П. Реутову и О.А. Дружинину за ценные замечания, высказанные в процессе обсуждения работы.

Работа выполнена при поддержке грантов (проект №№ 09-05-00779а, 07-05-00565а, 07-05-12011_офия, 08-05-97013-р_поволжье_а, 06-05-64473).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E. et al. Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm // *J. Climate*. 2003. V. 16. № 74. P. 571–591.
2. Jeffreys H. On the formation of waves by wind // *Proc. Roy. Soc.* 1924. V. 107A. P. 189–206.
3. Al-Zanaidi M.A., Hui W.H. Turbulent airflow over water waves – a numerical study // *J. Fluid Mech.* 1984. V. 148. P. 225–246.
4. 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.
5. 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. № 78. P. 843–858.
6. Реутов В.П., Троицкая Ю.И. О нелинейных эффектах при взаимодействии волн на воде с турбулентным ветром // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*. 1995. Т. 31. № 6. С. 825–834.
7. Makin V.K., Kudryavtsev V.N., Mastenbroek C. Drag of the sea surface // *Boundary Layer Meteorol.* 1995. V. 79. P. 159–182.
8. Chalikov D.V. Numerical simulation of the boundary layer above water waves // *Boundary Layer Meteorol.* 1986. V. 34. P. 63–98.
9. Phillips O.M. On the generation of waves by turbulent wind // *J. Fluid Mech.* 1957. V. 2. P. 417–445.
10. Miles J.W. On generation of surface waves by surface waves by shear flows. Pt 2 // *J. Fluid Mech.* 1959. V. 6. P. 568–582.
11. Gent P.R. A numerical of the air above waves // *J. Fluid Mech.* 1877. V. 82. P. 349–369.
12. Gent P.R., Taylor P.A. A numerical model of the air flow above water waves // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 77. P. 105–128.
13. Snyder R.L., Dobson F.W., Elliott J.A., Long R.R. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 102. P. 1–59.
14. Dobson F.W. Measurements of atmospheric pressure on wind-generated sea waves // *J. Fluid Mech.* 1971. V. 48. P. 91–127.
15. Dobson F.W., Smith S.D., Anderson R.J. Measuring the relationship between wind stress and sea state in the open ocean in the of swell // *Atmos.–Ocean*. 1994. V. 32. P. 237–256.
16. Donelan M.A., Babanin A.V., Young I.R. et al. Wave follower field measurements of the wind input spectral function. Pt I: Measurements and calibrations // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2005. V. 22. P. 799–813.
17. Donelan M.A., Babanin A.V., Young I.R. et al. Wave follower field measurements of the wind input spectral function. Pt. II: Parameterization of the Wind Input // *J. Phys. Oceanogr.* 2006. V. 36. P. 1672–1689.
18. Reul N., Branger H., Giovanangeli J.-P. Air flow separation over unsteady breaking waves // *Phys. Fluids*. 1999. V. 11. P. 1959–1961.
19. Hsu C.T., Hsu E.Y., Street R.L. On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed, wave-following co-ordinate system // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 105. P. 87–117.
20. Hsu C.T., Hsu E.Y. On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed wave-following coordinate system. Pt 2 // *J. Fluid Mech.* 1983. V. 131. P. 123–153.
21. Анисимова Е.П., Сперанская А.А., Показеев К.В., Соболева Н.И. О профилях ветра над развивающейся ветровой волной в пограничном слое вода–воздух // *Водные ресурсы*. 2005. Т. 32. № 3. С. 295–300.
22. Adrian R.J. Particle Imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1991. № 23. P. 261–304.
23. Сергеев Д.А. Измерительный комплекс для исследования течений жидкости методом Particle Image Velocimetry (PIV) на основе твердотельного лазера с диодной накачкой // *Приборы и техника эксперимента*. 2009. № 3. С. 32–38.
24. Мельникова О.Н., Показеев К.В. Усиление нелинейных ветровых волн в воздушном потоке // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2009. Т. 45. № 3. С. 420–425.
25. Brooke B.T. Shearing flow over a wavy boundary // *J. Fluid. Mech.* 1959. V. 6. P. 161–205.
26. Смольяков А.В. Спектр квадрупольного излучения плоского турбулентного пограничного слоя // *Акуст. журн.* 1973. Т. 19. № 3. С. 420–425.
27. Maslowe S.A. Critical layers in shear flows // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1986. V. 18. P. 405–432.

Fine Structure of the Turbulent Atmospheric Boundary Layer over the Water Surface

Yu. I. Troitskaya, D. A. Sergeev, O. S. Ermakova, and G. N. Balandina

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

e-mail: yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru

Received January 26, 2009; in final form, April 22, 2009

Abstract—In this paper, the results of a laboratory experiment on investigating the wind-velocity field over a water surface using the PIV method are described. The use of a rapid CCD-camera made it possible to perform a detailed study of the eddy structure of airflow. We have measured the velocity fields over a flat plate by wind waves and waves induced by a wave generator. The model of a turbulent boundary layer over a rough surface was directly verified. It has been shown that the wind-velocity profiles over waves obtained by averaging the instantaneous fields over the ensemble of samples and horizontal coordinate are satisfactorily consistent with the profiles calculated within the frameworks of the model of wind flow over rough water surface.