

УДК 551.46

ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НА ГЛАДКОЙ И ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

И. Н. Иванова, И. В. Ильгисонис, О. Н. Мельникова, К. В. Показеев

(кафедра физики моря и вод суши)

E-mail: psiwc48@phys.msu.ru

Приводятся результаты экспериментального исследования дрейфовой скорости течения. Обнаружено, что она зависит от температуры сред и имеет разное значение на наветренном и заветренном склонах волны. Предложена модель для расчета дрейфовой скорости. Показано, что вблизи поверхности раздела вода–воздух в обеих средах существуют слои с линейными профилями скорости, толщина которых зависит от скорости воздушного потока. Ниже линейного слоя движение жидкости конвективное.

Прогноз распространения поверхностного загрязнения в океане, решение фундаментальных проблем генерации и усиления волн ветром требуют изучения ветрового дрейфового течения. До настоящего времени составляющая дрейфовой скорости u_{dr} , связанная с силой трения, изучена очень слабо в отличие от волновой составляющей [1]. Ветровые волны на воде обычно возникают одновременно с появлением течения, обусловленного силами вязкости. Условия обтекания волны ветром существенно различны на наветренном и заветренном склонах волны: в первом случае поток воздуха ускоряется в направлении движения, а во втором — замедляется. В результате замедления течения на заветренном склоне происходит отрыв вихрей, приводящий к снижению силы трения. В работе [2] показано, что частота отрыва вихрей пропорциональна скорости ветра, продольному градиенту скорости и соответственно крутизне волны. Крутизна волны может существенно меняться при заданной скорости ветра. Возможно, что поэтому интервалы измеренных значений дрейфовой скорости для одной и той же скорости ветра весьма широки. Измерения дрейфовой скорости, осредненной по длине волны, в натуральных и лабораторных исследованиях показывают, что отношение $u_{dr}u^{-1}$ составляет по разным источникам от 0.008 до 0.05 [3–5]. Существенные отличия в величине дрейфовой скорости на гладкой и взволнованной поверхности воды при одной и той же скорости ветра были обнаружены в работе [3]. В лабораторном эксперименте по поверхности воды проходили группы волн (амплитуды $a = 1-2$ мм), разделенные участками относительно гладкой поверхности воды. Проводилась одновременная запись смещения водной поверхности и дрейфовой скорости. Обнаружено, что в зоне крутых волн дрейфовая скорость в 4 раза меньше, чем на более гладкой поверхности, причем она меняется скачком на границе этих зон. Среднее значение отношения $u_{dr}u^{-1}$ (где u — скорость ветра на входе в канал) на взволнованной поверхности воды составляло 0.008, а для относительно гладкой — 0.03. Большое расхождение этих величин

показывает, что без исследования дрейфового течения в ускоряющихся и замедляющихся потоках прогноз процесса невозможен. В работе исследовалась зависимость дрейфовой скорости от скорости ветра в замедляющихся, равномерных и ускоряющихся стационарных потоках воздуха в лаборатории на гладкой и взволнованной поверхности воды.

Методика эксперимента и аппаратура

Если поток воздуха над водной поверхностью ускоряется либо остается равномерным, то волны на поверхности воды не возникают [2, 6]. Для создания такого равномерного или ускоряющегося потока воздуха в волновом канале была установлена наклонная крыша так, что сечение прямого воздушного канала уменьшалось в направлении движения воздуха. Наклон крыши подбирался таким образом, чтобы увеличение скорости компенсировало ее потери скорости на трение. В результате скорость воздуха почти не менялась в направлении движения, и волны на поверхности воды не возникали. В этих условиях единственным источником возникновения дрейфового течения на поверхности воды является сила трения. Это позволило определить зависимость дрейфовой скорости на гладкой поверхности воды от скорости ветра. При исследовании течения в замедляющемся потоке воздуха крыша в канале не устанавливалась, и скорость воздушного потока уменьшалась за счет сил трения по мере удаления от источника. Исследования проводились в прозрачном канале из органического стекла длиной 2.5 м, шириной 12.5 см, высотой 40 см, имеющего на выходе расширение до 42 см для гашения возмущений. В начале канала установлена крыша длиной 1 м, наклон которой плавно регулируется. Высота воздушного слоя над водой на входе в канал составляла 10 см. Воздух поступает на вход в канал через сотовую решетку, сделанную из цилиндров диаметром 0.8 см, длиной 1 см, толщиной стенки 2 мм, служащую для создания течения с линиями тока, параллельными оси канала. Для измерения скорости потока воды

использовался раствор $KMnO_4$. Значения дрейфовой скорости измерялись с помощью видеозаписи по перемещению раствора марганцовки от кадра к кадру. Для исследования скорости воздушного потока использовалось полупроводниковое сопротивление (1 кОм) в виде шарика диаметра 0.2 мм. Одно сопротивление перегревалось относительно среды и использовалось для измерения скорости. На расстоянии 0.5 см (вдоль поперечной оси) от первого помещалось второе «холодное» сопротивление для измерения температуры окружающего воздуха, так как соотношение между сигналом и скоростью воздуха зависело от температуры среды. Сбор данных проводился на ПК с помощью АЦП. Доверительный интервал определения скорости воздуха для вероятности 0.67 составлял $0.1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Дрейфовое течение в ускоряющихся и равномерных потоках воздуха

Уравнение Навье–Стокса для нестационарного плоского безвихревого движения имеет следующий вид:

$$\frac{\partial u_{dr}}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u_{dr}}{\partial z^2},$$

где u_{dr} — дрейфовая скорость течения.

Рассмотрим канал конечной глубины, в котором жидкость в начальный момент времени покоится ($u_{dr}(z, t \rightarrow 0) = 0$). Пусть в начальный момент времени на поверхность жидкости начинает действовать

неизменное по координате и времени тангенциальное напряжение f . Поскольку на поверхности должно выполняться равенство тангенциальных напряжений, то граничное условие будет иметь следующий вид:

$$\mu_w \frac{\partial u_{dr}}{\partial z} \Big|_{z=h} = f.$$

В работе [9] на основании уравнения Навье–Стокса было получено решение, соответствующее движению воды с учетом вязкости в канале конечной глубины h под воздействием постоянного касательного напряжения f :

$$u_{dr} = \frac{hf}{\mu} \left\{ \frac{z}{h} - \lambda^{-\nu k^2 t} \sin kz + \frac{1}{3^2} \lambda^{-9\nu k^2 t} \sin 3kz - K \right\},$$

где $k = \frac{1}{2} \frac{\pi}{h}$.

В нашем случае касательное напряжение было обусловлено воздействием ветра на поверхность воды, а именно

$$f = \mu_a \frac{\partial u}{\partial z}.$$

При небольшой глубине h (в эксперименте $h = 30 \text{ см}$) движение достаточно быстро устанавливается (рис. 1, а), и вертикальный профиль скорости становится линейным от поверхности воды до дна, что соответствует известной задаче о течении Куэтта. Однако экспериментально были получены совершенно другие вертикальные профили дрейфо-

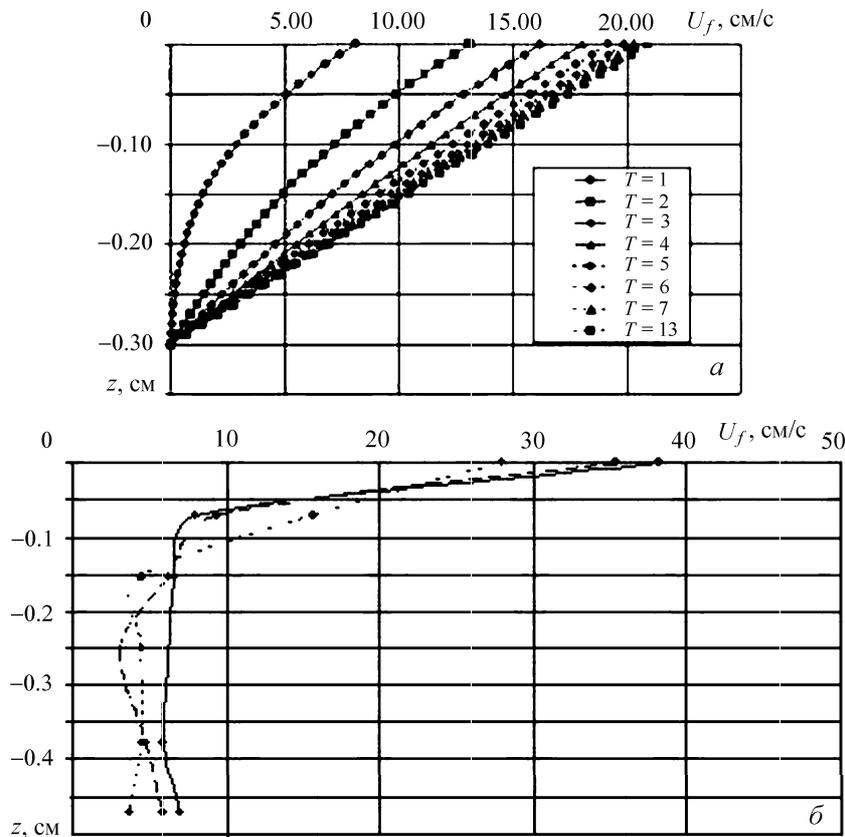


Рис. 1. Теоретический расчет вертикального профиля дрейфовой скорости (а) и вертикальные профили дрейфовой скорости, полученные в ходе эксперимента (б)

вой скорости: линейный профиль наблюдается лишь в тонком приповерхностном слое ($\Delta z \leq 1$ см), а движение удалось зарегистрировать только в приповерхностном слое не толще нескольких сантиметров. При этом ниже «линейного» слоя скорость движения жидкости уже практически не зависит от глубины (рис. 1, б). Что касается дрейфовой скорости на поверхности жидкости, то экспериментальные данные достаточно хорошо соотносятся с теоретическими результатами. Таким образом, в приповерхностном слое происходят процессы, препятствующие развитию дрейфовой скорости, прогнозируемому в работе [9]. Одним из таких процессов может быть конвекция, вызванная градиентом температуры в тонком приповерхностном слое.

Конвекция

В эксперименте был промерен вертикальный профиль температуры в слое воды толщиной 5 см. Как видно из рис. 2, а, в исследованном слое действительно возникает разность температур $\Delta T \approx 2^\circ\text{C}$, причем толщина слоя, в котором наблюдается температурный перепад, составляет примерно 0.6 см. Такой перепад температур обусловлен, очевидно, воздействием движущегося потока воздуха на поверхность воды.

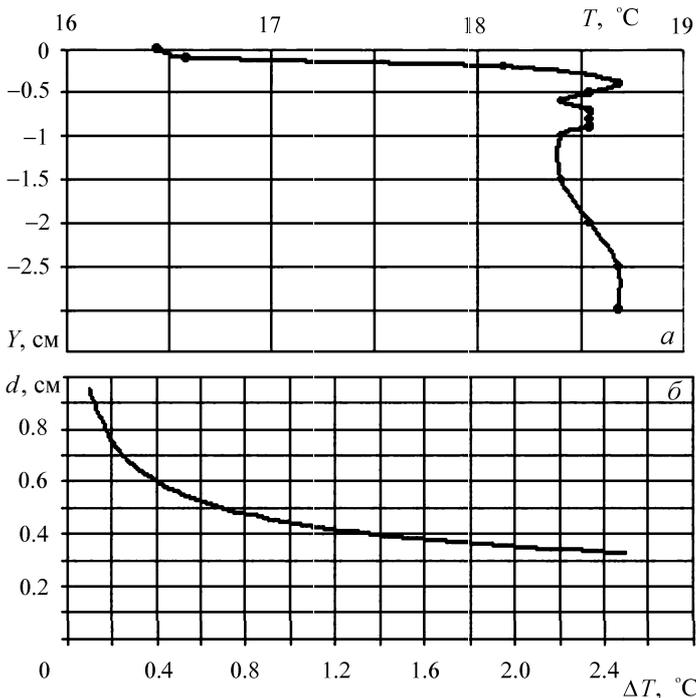


Рис. 2. а — вертикальный профиль температуры, б — зависимость минимальной толщины слоя, необходимого для образования конвекции, от разницы температур в этом слое

Критерием неустойчивости в газовом или жидком слое конечной толщины является число Рэлея $Ra = g\alpha\Delta T d^3 / (\chi\nu)$. Если число Рэлея больше критического значения, которое для слоя с двумя свободными границами составляет $Ra_{cr} = 657$, то в таком слое возможно возникновение конвектив-

ного движения. На рис. 2, б приведена зависимость минимальной толщины слоя, необходимого для образования конвекции, от разницы температур в этом слое. Видно, что для перепада температур $\Delta T \approx 2^\circ\text{C}$ минимальный слой, в котором может возникнуть конвекция, составляет 3.5 мм. В нашем случае толщина слоя, в котором наблюдается перепад температур, составляет около 7 мм. Таким образом, в указанном слое может происходить конвективное движение. В эксперименте действительно были обнаружены вихревые структуры в слое указанной толщины, которые перемешивают поверхностный слой и изменяют теоретически предсказанное движение жидкости (рис. 3). Конвективная ячейка движется с постоянной скоростью, обеспечивая однородный профиль скорости течения в этой области.

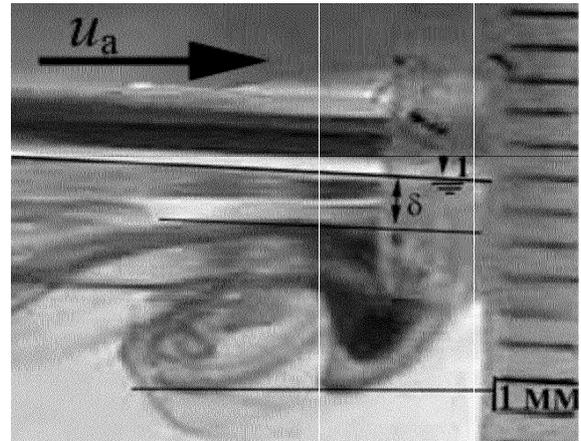


Рис. 3. Вихревая структура в слое, где происходит конвективное движение. 1 — поверхность воды, δ — с линейным профилем скорости, U_a — направление скорости ветра

Дрейфовое течение в замедляющихся потоках воздуха

Поведение дрейфового течения в замедляющихся потоках воздуха существенно отличается от движения в ускоряющихся и равномерных воздушных потоках. Под воздействием замедляющегося ветрового потока на поверхности воды образуются волны, поэтому необходимо рассматривать две принципиально различные области: наветренный и заветренный склоны волны.

Если средний продольный градиент скорости воздушного потока не слишком велик, то на наветренном склоне образуется локальный ускоряющийся воздушный поток, и в этой области дрейфовое течение достаточно интенсивно разгоняется. Вертикальный профиль дрейфовой скорости имеет вид, приведенный на рис. 4, кривая 1. На заветренном склоне волны ветровой поток замедляется, что приводит к отрыву вихрей. При этом происходит уменьшение силы трения. В результате в этой области значительно снижается дрейфовая скорость (рис. 4, кривая 2). Следует отметить, что значительные изменения претерпевает дрейфовая скорость

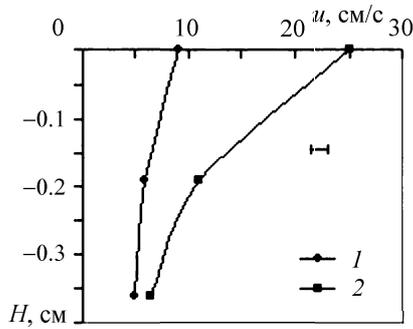


Рис. 4. Вертикальный профиль дрейфовой скорости: 1 — на наветренном склоне волны, 2 — на заветренном склоне

на поверхности жидкости, в то время как на глубине в зоне однородного профиля (ниже зоны конвекции), скорость меняется несущественно.

Зависимость дрейфовой скорости от силы трения

Поскольку на границе раздела воды и воздуха должно выполняться условие равенства тангенциальных напряжений, то на поверхности воды можно записать:

$$\mu_w \frac{\partial u_{dr}}{\partial z} = \mu_a \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1)$$

где μ — динамическая вязкость, индекс a относится к воздуху, w — к воде. Исследование поля скорости в пограничном слое ускоряющегося стационарного потока воды и воздуха [2] показывает, что у твердых границ выполняются условия прилипания. Анализ большого ряда экспериментальных данных позволил заключить, что у границ раздела существует слой толщины δ , в котором скорость линейным образом зависит от вертикальной координаты, причем $u(\delta) = 0.75u_{max}$ [8]. На рис. 5 приводится зависимость толщины этого слоя от скорости ветра для воды и воздуха. Используя эти результаты, можно записать (опускаем индекс max):

$$\frac{\partial u_{dr}}{\partial y} = \frac{0.75u}{\delta_w}, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{0.75u - u_{dr}}{\delta_a} \quad (2)$$

Тогда после подстановки (2) в (1), а также принимая во внимание, что дрейфовая скорость на порядок

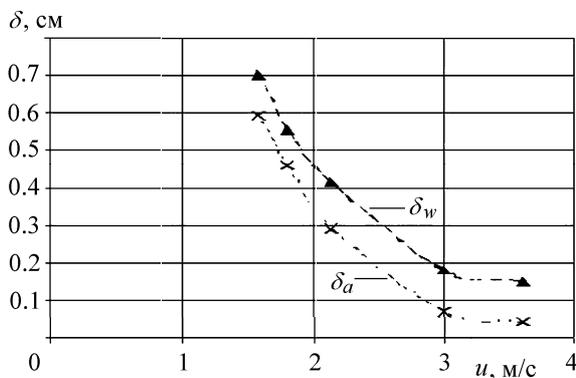


Рис. 5. Зависимость толщины слоя δ , в котором скорость линейным образом зависит от вертикальной координаты скорости ветра для воды δ_w и воздуха δ_a

меньше скорости ветра, приближенно получим

$$\frac{u_{dr}}{u} = \frac{\mu_a \delta_w}{\mu_w \delta_a}. \quad (3)$$

Отношение $\mu_a/\mu_w \approx 0.018$ для 20°C , 0.013 для 10°C и 0.009 для 0°C . Таким образом, в указанном интервале температуры отношение дрейфовой скорости к скорости ветра может отличаться в 2 раза при одной и той же скорости ветра. Используя данные о структуре поля скорости ветрового потока, можно прогнозировать величину поверхностной дрейфовой скорости течения на наветренном склоне волны, обусловленного только воздействием ветра.

Полученная зависимость скорости дрейфового течения от температуры может объяснять расхождения между данными, приведенными в работах [3–5].

Выводы

1. Вблизи поверхности раздела вода–воздух в обеих средах существуют слои с линейными профилями скорости. Выявлена зависимость толщины этих слоев от скорости воздушного потока.

2. Предложена модель для расчета дрейфовой скорости на поверхности жидкости. Модель применима для расчета поверхностной дрейфовой скорости в условиях ускоряющегося и равномерного потоков воздуха, а также на наветренном склоне волны в замедляющемся потоке воздуха.

3. Величина дрейфовой скорости зависит от температуры сред.

4. В приповерхностном слое воды обнаружены вихревые структуры, обусловленные градиентом температуры в указанном слое. Показано, что от них зависит толщина слоя с линейным профилем скорости дрейфового течения.

5. В замедляющемся потоке воздуха поверхностная скорость дрейфового течения различна на наветренном и заветренном склонах волны.

Литература

1. Коноква Г.Е. Динамика морских волн. М., 1969.
2. Giovangeli J.P., Garat M.H. // The air–sea interface / Eds. M.A. Donelan, W.H. Hui, W.J. Plant. Toronto, 1996. P. 41.
3. Csanady G.T. // J. Phys. Oceanogr. 1985. N 15. P. 1486.
4. Banner M.L., Melvill W.K. // J. Fluid Mech. 1976. 77. P. 825.
5. Kamura H., Toba Y. // J. Fluid Mech. 1988. 197. P. 105.
6. Kitaigorodskii S.A. // The air–sea interface / Eds. M.A. Donelan, W.H. Hui, W.J. Plant. Toronto, 1996. P. 177.
7. Волков П.Ю., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н. и др. // Изв. РАН. Физ. атмосферы и океана. 2001. 37, № 6. С. 834.
8. Егоров О.В., Мартынов С.Л., Мельникова О.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. 66, № 12. С. 1709.
9. Ламб Г. Гидродинамика. М.; Л., 1947. С. 498.

Поступила в редакцию 10.06.05