

УДК 532.59:551.466.3

ОСОБЕННОСТИ ПРОФИЛЕЙ ТЕЧЕНИЙ, ПОТОКА ИМПУЛЬСА И СКОРОСТИ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЕТРО-ВОЛНОВОМ КАНАЛЕ

© 2020 г. В. Г. Полников^{а, *}, Г. А. Байдаков^б

^аИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

^бИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: polnikov@mail.ru

Поступила в редакцию 29.08.2019 г.

После доработки 05.11.2019 г.

Принята к публикации 20.11.2019 г.

В работе рассматриваются вертикальные профили средних горизонтальных течений $U(z)$, вертикальных потоков импульса $\tau_w(z)$ и скорости диссипации турбулентности (СДТ) $\epsilon(z)$ в верхнем слое воды (ВСВ), и проводится их совместный анализ. Для этого используются данные лабораторных измерений, выполненных в ветро-волновом канале ИПФ РАН [1, 2], которые соответствуют условиям сильного ветра и обрушивающихся ветровых волн. Профили течений и потоков импульса рассчитывались для x - и z -компонент скорости, на пяти горизонтах в ВСВ, при четырех различных значениях ветра. Для совместного анализа привлекались эмпирические оценки $\epsilon(z)$, полученные по тем же данным в предыдущей работе [3]. Установлено: а) заметное увеличение скорости течений $U(z)$ по сравнению со значениями $U(z)$ в отсутствие волн; б) значительное уменьшение потока импульса в воде $\tau_w(z)$ по сравнению с таковым в воздухе $\tau_a(z)$; в) существенное затухание $\tau_w(z)$ с глубиной вида $\tau_w(z) \sim 1/z^2$. Указанные аномалии профилей $U(z)$ и $\tau(z)$ в ВСВ анализируются совместно с установленной ранее закономерностью спада СДТ с глубиной вида $\epsilon(z) \sim 1/z^2$ с целью поиска интерпретации перечисленных результатов.

Ключевые слова: ветер, волны, интерфейс воздух–вода, течения, турбулентность, скорость диссипации турбулентности, турбулентная диффузия

DOI: 10.31857/S0002351520020091

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика верхнего перемешанного слоя жидкости, подверженного влиянию ветра и волнения на границе раздела сред (интерфейс), как хорошо известно [4–6], представляет большой научный и практический интерес. Об этом свидетельствует огромное и ускоренно нарастающее число исследований (см., например, [7–15] и ссылки в них). Научный интерес к динамике интерфейса воздух–вода определяется одновременным присутствием сдвиговых течений и волновых движений, приводящих к мелкомасштабной турбулентности, присутствующей как в воздухе, так и в воде. Это риводит к хаотизации всей системы ветер–волны–течения, что повышает сложность рассматриваемой системы и придает дополнительный академический интерес к ее изучению.

Хаотические движения в верхнем слое воды (ВСВ), наведенные ветром и волнами, существенным образом определяют механическое, тепловое и газообменное взаимодействие атмосферы с подстилающей морской поверхностью

[6, 11, 13]. Например, турбулентность в ВСВ определяет вертикальное и горизонтальное перемешивание пассивной примеси и существенным образом влияет как на локальную динамику ВСВ, так и на крупномасштабную океанскую циркуляцию в целом [13, 14]. Тем самым определяется и практическая значимость исследований, проводимых в данной области, в частности, для решения задач повышения точности крупномасштабного моделирования циркуляции атмосферы и океана, расчета термогазо-обмена и распространения загрязнений, прогноза погоды и изменений климата [8, 13].

Очевидно, что драйвером всей динамики интерфейса является крупномасштабный сдвиговый воздушный поток, ветер $W(z)$, порождающий в атмосфере вертикальный поток горизонтального импульса τ_a к границе раздела сред, на которой возникают ветровые волны, описываемые возвышением поверхности воды $\eta(x, t)$, и наведенные средние дрейфовые течения $U(z)$, проникающие далеко вглубь жидкости (см. рис. 1). В силу непре-

рывности вертикального потока импульса, в ВСВ формируется свой турбулентный поток $\tau_w(z)$, и возникает турбулентная диффузия (вязкость) D_t , продвигающая как поток импульса, так и наведенные течения $U(z)$ в глубину жидкости [13–15]. Неустойчивость сдвиговых течений в воде, помимо процессов диффузии, порождает и поддерживает определенный профиль скорости диссипации кинетической энергии турбулентности $\epsilon(z)$ (СДТ) [10–12].

В частности, давно установлено [10–12], что во всем верхнем слое воды под волнами, СДТ существенно превышает величину

$$\epsilon(z) = u_{*w}^3 / \kappa |z|, \quad (1)$$

характерную для пристеночной турбулентности с вертикальным потоком импульса в воде $\tau_w = \rho_w u_{*w}^2$ (u_{*w} — скорость трения в воде, $\kappa \approx 0.4$ — постоянная Кармана, ρ_w — плотность воды). В случае обрушивающихся волн, в большом диапазоне глубин, превышающих значительную высоту волн H_s ($-40H_s < z < -H_s$), профиль $\epsilon(z)$ спадает как $1/|z|^2$ [10, 12], существенно отклоняясь от закона (1). Недавно, такой же результат был найден в работе авторов [3] при обработке данных, полученных в ветро-волновом канале [1, 2] (рис. 2). В [3] было высказано предположение, что указанное изменение закона спадания $\epsilon(z)$ в воде под взволнованной поверхностью обусловлено именно наличием поверхностных волн, амплитуда которых экспоненциально спадает с глубиной, ускоряя спадание $\epsilon(z)$ вида (1), обусловленное сдвиговым течением.

Приведенный факт позволяет полагать, что учет волнения может приводить и к существенному изменению профиля градиента средней скорости $dU(z)/dz$, который, преимущественно, и порождает наблюдаемый профиль СДТ [3, 10, 12]. Для проверки этой гипотезы необходимо исследовать особенности профиля средней скорости течений $U(z)$ под взволнованной поверхностью. Изучение этого вопроса составляет одну из целей данной работы.

Здесь следует отметить, что значительная часть вопросов, связанных с перераспределением потоков импульса, формированием профилей ветра $W(z)$ и течений $U(z)$, а также вертикального распределения турбулентной диффузии $D_t(z)$ и СДТ $\epsilon(z)$, к настоящему времени уже разрешена (см. [7–21] и ссылки в них). В частности, в [17] выполнены обширные измерения профиля течений и потоков импульса под слабо обрушивающимися волнами в лотке. В этом случае были получены логарифмически спадающие профили $U(z)$ и спадающие профили $\tau_w(z)$. Однако, до сих пор не достаточно ясны роли волнения и турбулентной диффузии в формировании указанных про-

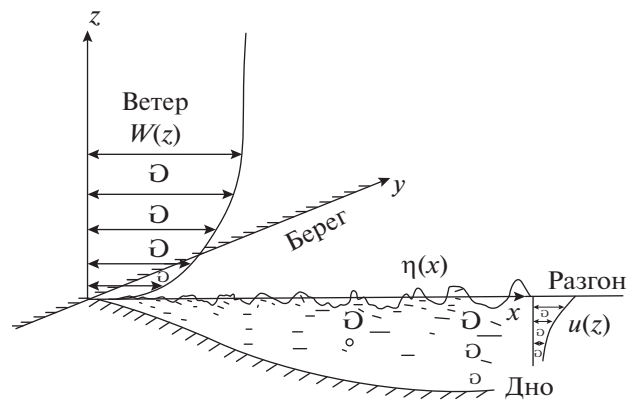


Рис. 1. Общая схема движений в системе ветер–волны–течения.

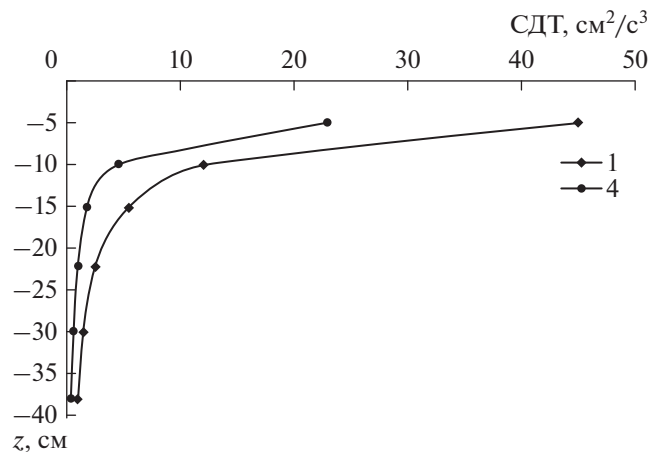


Рис. 2. Профили скорости диссипации турбулентности (СДТ) для двух величин ветра (по табл. 2 работы [3]). Номера линий означают номера экспериментов из табл. 2. Значение СДТ для линии 1 увеличены в 10 раз.

филей, их зависимости от внешних параметров ($W_{10} \equiv W(10)$ и параметров спектра возвышений $\eta(x, t)$ и, главное, характер их взаимной согласованности. Например, неясны степень отклонения наведенной скорости $U(z)$ от таковой, соответствующей пристеночной турбулентности, т.е. имеющей место в отсутствие волн. Не изучен вопрос о профиле потока импульса в воде $\tau_w(z)$ под взволнованной поверхностью. Не исследована возможность пересчета таких легко определяемых характеристик как $U(z)$ и $\tau_w(z)$ в статистические характеристики $D_t(z)$ и $\epsilon(z)$, которые намного сложнее определяются эмпирически [3, 10, 12, 21]. Целесообразность указанного пересчета определяется как задачами проверки выводов теории, связывающей указанные характеристики, так и выяснением фактических эмпирических связей между ними. Многочисленные аналитические и

численные исследования такого рода связей [9, 14, 19, 21, 22] позволяют найти их эмпирические аналоги. Однако однозначные ответы на поставленные вопросы пока отсутствуют.

Несмотря на большое число работ, в которых те или иные распределения $U(z)$, $D_i(z)$ и $\varepsilon(z)$ в ВСВ под взволнованной поверхностью исследовались эмпирически (см., например, работы [16–18, 23] и ссылки в них), к их анализу и трактовке никогда не привлекались измерения профилей потоков импульса в воде $\tau_w(z)$. Исключение представляет только работа [17], где было лишь отмечено убывание $\tau_w(z)$ с глубиной, без детального анализа явления. Здесь мы акцентируем на этом вопросе повышенное внимание. В целом же наша работа направлена на установление эмпирических профилей $U(z)$ и $\tau_w(z)$, их отличий от пристеночной турбулентности, и на построение трактовки найденных особенностей профилей в ВСВ под взволнованной поверхностью путем привлечения теоретических взаимосвязей между $U(z)$, $\tau_w(z)$, $D_i(z)$ и $\varepsilon(z)$.

Для этой цели используются данные измерений в ветро-волновом канале (ВВК) большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН, полученные в результате многочисленных лабораторных экспериментов 2012–2016 гг. [1, 2].

2. ОПИСАНИЕ ДАННЫХ

Постановка экспериментов и методика измерений подробно описаны в работах [1, 2] и частично – в нашей предыдущей работе [3]. Поэтому здесь мы не будем описывать ВВК и использованный приборный парк, а ограничимся лишь методикой получения данных. Дополнительно, однако, отметим, что эти эксперименты были направлены, преимущественно, на изучение динамики взаимодействия ветра и взволнованной поверхности при ураганных ветрах [1], а измерения течений под волнами носили вспомогательный характер. Указанное обстоятельство проявляется как в неполноте, так зашумленности данных обилием волновых обрушений. Тем не менее, даже такие данные позволяют получить новые убедительные результаты.

Рабочее сечение воздушного потока в ВВК составляет 40×40 см, длина 10 м, а сам канал имеет П-образное сечение, боковые стенки которого погружены в воду на 30 см. В конце ВВК, на выходе воздушного потока установлен волногаситель – клин из мелкочаистой сетки. Канал разбит на секции длиной по 1 м. Скорость трения в воздухе u_{*a} определялась с помощью трубки Пито по логарифмическому участку вертикального профиля ветра, но только в дальней части канала (секция 7). С учетом поставленных в работе задач далее мы ограничимся данными секции 7.

В пересчете на высоту 10 м над средней поверхностью воды, скорость W_{10} варьировалась от 12.5 до 34 м/с. При таких ветрах обрушения поверхности становятся регулярными. Однако, при значениях ветра W_{10} более 25 м/с поверхность воды становится уже сильно искаженной обрушениями волн, что принципиально затрудняет сопоставление исследуемых профилей с теоретическими моделями перемешивания в верхнем слое. По этой причине, в данной работе мы ограничились только значениями W_{10} менее 25 м/с.

Измерения возвышений поверхности воды $\eta(x, t)$ проводились струнными волнографами. Дискретность измерений $\eta(x, t)$ составляла 200 Гц, что обусловлено задачами изучения брызгообразования. Измерения трех компонент скорости течений выполнялись на шести горизонтах в воде (–5, –10, –15, –22, –30 и –38 см) акустическими доплеровскими велосиметрами (ADV) с дискретностью 20 Гц. Длительность записи волнения и течений, как правило, составляла 10 мин. Таков же и период выполнения осреднения данных для получения профилей. С использованием поплавков измерялась также скорость дрейфа на поверхности $U(0) \equiv U_d$.

С учетом того, что глубина канала составляла 30 см, для решения наших задач мы привлекали данные измерений течения только до горизонтов $z \geq -30$ см.

3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Расчеты профилей средних течений, их дисперсий и турбулентных характеристик трех компонент вектора течений $\mathbf{u}(z, t)$, наведенных стационарным ветром и волнами на поверхности воды, выполнялись для ранее определенных характеристик ветра: W_{10} и u_{*a} , и волнения: частота пика спектра ω_p , волновое число k_p , средняя высота волн a и крутизна $k_p a_0$. Они представлены в табл. 1.

По данным ADV рассчитывались средние значения течений $U_i(z) \equiv \langle u_i(z, t) \rangle$ для двух компонент $i = x, z$ на указанных выше горизонтах (скобки $\langle \dots \rangle$ означают осреднение по времени, ось z направлена вверх и отсчитывается от среднего уровня воды). Затем определялись ряды полных флуктуирующих составляющих течений: $u_i''(z, t) \equiv u_i(z, t) - U_i(z)$, по которым строились статистические корреляторы,

$$\hat{\tau}_{ij,w}(z) = \left\langle u_i''(z, t) u_j''(z, t) \right\rangle, \quad (2)$$

по сути, являющиеся напряжениями Рейнольдса [17, 21, 22]. Величина $\hat{\tau}_{ij,w}(z)$ соответствует потоку импульса в воде $\tau_{xz,w}/\rho_w$, нормированному на плотность воды ρ_w , а величина $\hat{\tau}_{ii,w}(z) = \sigma_i^2(z) -$

Таблица 1. Параметры волн и ветра в секции 7 ветро-волнового канала

№ эксп.	W_{10} , м/с	u_* , см/с	f_p , Гц	ω_p , р/с	k_p , р/м	a , см	$k_p a$, б/р
1	12.5	41	3.12	19.6	39.2	0.79	0.31
2	15.7	51	2.8	17.6	31.5	1.1	0.35
3	20.1	74	2.3	14.4	21.3	1.68	0.36
4	24.9	102	2.0	12.7	16.4	2.26	0.37

дисперсии i -той компоненты скорости $u_i(z)$ на горизонте z . Далее нас будет интересовать, главным образом, величина $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, пропорциональная полному вертикальному потоку горизонтального импульса в воде, $\tau_w(z)$.

Здесь следует отметить, что в рассматриваемой системе флуктуирующие составляющие $u_i''(z, t)$ содержат как “фоновые” турбулентные составляющие $u_i'(z, t)$, никак не связанные с волнами, так и орбитальные волновые движения $\tilde{u}_i(z, t)$ и связанные с ними хаотические движения $\tilde{u}_i'(z, t)$, порожденные волнами. В итоге, полные напряжения $\hat{\tau}_{ij,w}(z)$ включают как “волновую” $\tilde{\tau}_{ij,w}(z)$, так и “фоновую” $\bar{\tau}_{ij,w}(z)$ составляющие, т.е. $\hat{\tau}_{ij,w}(z) = \tilde{\tau}_{ij,w}(z) + \bar{\tau}_{ij,w}(z)$. Для их разделения в [17] выполнялась простейшая частотная фильтрация. Однако, если принять гипотезу, что при статистическом осреднении детерминированные движения $\tilde{u}_i(z, t)$ не коррелируют с турбулентными составляющими $u_i'(z, t)$ и $\tilde{u}_i'(z, t)$ [21] (в силу разности масштабов изменчивости), тогда, в потенциальном приближении, волновые движения $\tilde{u}_i(z, t)$ не оказывают влияния на оценки полных вертикальных потоков $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$ (см. пояснения в [21]). Поэтому, с целью изучения профилей $U_i(z)$ и полного потока $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, указанная фильтрация нами не выполнялась.

Оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) $\varepsilon(z)$ в верхнем слое жидкости для используемых данных были получены в предыдущей работе [3]. Техника их построения основана на выделении колмогоровских участков в частотном спектре $S_{u_z}(\omega)$ вертикальных компонент турбулентных составляющих скорости течений $u_z'(z, t)$. Эти оценки выполнялись на основе теоретических соотношений работ [9, 10].

Эмпирические оценки коэффициента турбулентной диффузии в ВСВ $D_i(z)$ в данной работе не выполнялись в виду отсутствия соответствующих измерений в ВВК. Тем не менее, известные из теории [21, 24] функции $D_i(z)$ привлекаются для совместного анализа с профилями $U(z)$, $\tau_w(z)$ и $\varepsilon(z)$.

Для этой цели используются известные из теории турбулентности соотношения [11, 19, 22]

$$|\tau_w(z)/\rho_w| \equiv \hat{\tau}_{xz,w}(z) = D_i(z) \partial U(z) / \partial z. \quad (3)$$

и [14]

$$\varepsilon(z) = C_i D_i [\partial U(z) / \partial z]^2, \quad (4)$$

связывающие вертикальный градиент средней скорости с потоком импульса $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, функцией турбулентной диффузии $D_i(z)$ и скоростью диссипации турбулентности $\varepsilon(z)$. В соотношении (4) безразмерная константа C_i играет роль подгоночного параметра теории.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

4.1. Профили средних скоростей и их дисперсий

Средние значения горизонтальных и вертикальных компонент скорости $U_x(z) \equiv U(z)$ и $U_z(z)$, а также дисперсии всех трех компонент $\sigma_i^2(z)$ на пяти горизонтах в секции 7 представлены в табл. 2. С учетом дрейфовых скоростей на поверхности $U_x(0) = U_d$, профили скорости $U_x(z)$, нормированные на $U_x(0)$, приведены на рис. 3. Здесь мы не приводим аналогичные результаты для сектора 2 в силу их идентичности результатам сектора 7, а результаты для профиля $U_z(z)$ приведены лишь для иллюстрации выполнения закона сохранения массы в двумерном течении: $\partial U_x(z) / \partial x = -\partial U_z(z) / \partial z$. Как будет видно из дальнейшего, приведенных результатов вполне достаточно для нашего анализа. (Далее нижний индекс при $U_x(z)$ для упрощения записи опускается).

Отметим следующие особенности профилей дисперсий $\sigma_i^2(z)$ и горизонтальной скорости $U(z)$.

Во-первых, видно, что дисперсии компонент скорости далеко не одинаковы. Дисперсия продольной к ветру компоненты $\sigma_x^2(z)$ имеет наибольшее значение, поперечная турбулентная компонента u_y'' имеет, как правило, вдвое меньшее значение $\sigma_y^2(z)$, а вертикальная компонента u_z'' имеет дисперсию $\sigma_z^2(z)$ еще почти в два раза меньше. Такое распределение дисперсий не вписывается в известные из литературы результаты численного

Таблица 2. Статистические параметры компонент скорости в секции 7

№ экспери- мента	Скорость трения u_* , см/с	Горизонт, см	Средняя скорость, см/с		Дисперсия компонент скорости, (см/с) ²		
			U_x	U_z	σ_x^2	σ_y^2	σ_z^2
1	41	–5	4.33	0.45	7.14	3.42	3.3
		–10	3.12	0.74	3.17	1.39	1.03
		–15	2.63	0.82	3.25	2.02	0.69
		–22	2.31	0.88	2.53	1.65	0.53
		–30	1.85	0.75	2.41	1.54	0.45
2	51	–5	5.68	0.68	27.5	13.7	7.56
		–10	3.91	0.81	23.2	21.7	9.29
		–15	3.43	1.36	10.4	5.72	1.64
		–22	3.50	1.22	4.54	3.40	1.15
		–30	2.82	1.03	5.28	3.27	0.84
3	74	–5	7.63	0.77	139	57.0	18.0
		–10	5.15	1.53	26.4	12.1	6.60
		–15	5.12	1.98	20.1	11.4	3.42
		–22	4.96	1.79	16.3	8.14	2.56
		–30	3.68	1.43	7.15	5.80	1.88
4	102	–5.5	10.6	0.90	183	131	60.2
		–10	8.34	2.34	40.9	20.2	24.3
		–15	6.60	2.80	29.3	28.5	10.7
		–22	6.41	3.31	12.8	11.2	5.71
		–30	5.10	2.12	10.7	10.8	3.47

моделирования [15, 25], но близко к данным измерений [17]. Можно полагать, что сильная продольная анизотропия турбулентности в ВСВ обусловлена наличием обрушивающихся волн, вызывающих горизонтальные пульсации давления на границе раздела сред, что и предопределяет указанную динамику турбулентных движений в рассматриваемой системе. При этом наличие немонокотности спада профилей $U(z)$ и $\sigma_i^2(z)$, а также отсутствие устойчивых соотношений дисперсий компонент турбулентных флуктуаций u_i'' ($i = x, y, z$), как это часто бывает [16, 17], отражает лишь специфику данного канала и эксперимента. По этой причине указанная особенность профилей $\sigma_i^2(z)$ далее не обсуждается, т.к. она требует дальнейшего более тщательного измерения.

Во-вторых, как видно из рис. 3, наведенные горизонтальные течения U быстро спадают в верхнем, сильно перемешанном слое воды, а затем почти линейно медленно убывают. Следует сразу же отметить, что вид профиля $U(z)$ до первого горизонта ($0 \geq z \geq -5$ см) в данном случае недостаточно информативен, как в виду отсутствия измерений в области резкого изменения профиля течений, так и наличия сильного обрушения волн. Однако на горизонтах измерения, значительно превышающих высоту волн ($z \leq -5$ см), ход измеренный $U(z)$ уже достаточно верно отражает реальное распределение течений по глубине.

Далее приставляет интерес выяснить степень отличия измеренного распределения $U(z)$ от стандартного логарифмического профиля, теоретически справедливого для пристеночной турбулентности [15]. Для этого следует выполнить нормирование профилей на величину поверхностного дрейфа U_d , значения которого для полноты картины $U(z)$ приведены на рис. 3 пунктиром. Такое сравнение приводится далее в разделе 5.1.

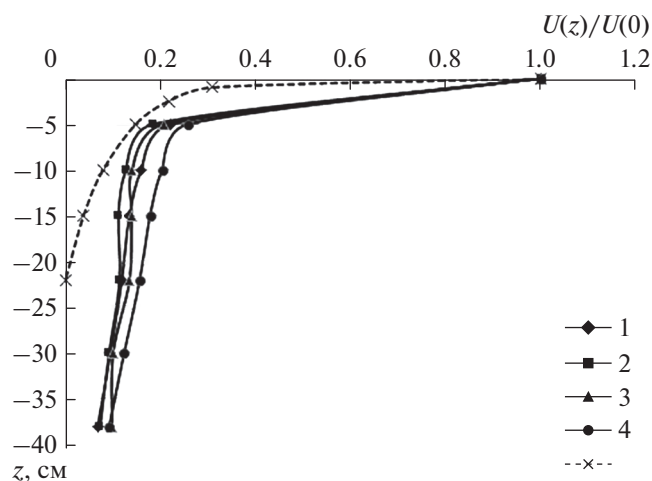


Рис. 3. Профили $U(z)$, нормированные на значения течения на поверхности $U(0)$. Номера линий означают номера экспериментов из табл. 2. Пунктирная кривая – модельный логарифмический профиль (7).

Таблица 3. Вертикальные профили потоков импульса в секции 7

№ эксперимента	u_a^2 (см/с) ²	Горизонт, см	$\hat{\tau}_{xz,w}$ по ф.(2), (см/с) ²	Максим. отношение $ \tau_w(z)/\tau_a $
1	1681	–5	–0.06	0.08
		–10	–0.15	
		–15	–0.05	
		–22	–0.02	
		–30	–0.013	
2	2601	–5	–1.59	0.50
		–10	–0.44	
		–15	–0.05	
		–22	–0.02	
		–30	–0.02	
3	5476	–5	–5.6	0.85
		–10	–0.47	
		–15	–0.10	
		–22	–0.05	
		–30	–0.12	
4	10 404	–5.5	–4.88	0.39
		–10	–1.04	
		–15	–1.08	
		–22	–0.29	
		–30	–0.19	

4.2. Профили вертикального потока импульса в воде

Вертикальные потоки импульса на различных горизонтах измерений в воде $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, нормированные на плотность воды, рассчитывались по формуле (2). Для секции 7 их значения на 5 горизонтах приведены в табл. 3. Из нее видно, что вертикальный профиль $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$ далеко не постоянен, как это можно было бы ожидать в случае стационарной пристеночной турбулентности [15, 25], и быстро убывает с глубиной. Такой результат напоминает спадающие профили $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, полученные и для слабо обрушивающихся волн в [17], где они детально не обсуждались. Их трактовка приводится далее в разделе 5.2.

С целью оценки степени сохранения вертикального потока импульса при переходе из воздуха в воду, в правой колонке табл. 3 приведено максимальное значение модуля отношения $|\tau_w(z)/\tau_a| = (\rho_w/\rho_a)[\hat{\tau}_{xz,w}(z)/u_a^2]$, полученного с использованием величины отношения плотностей воды и воздуха $\rho_w/\rho_a \approx 833$. Оказывается, что даже максимальное значение вертикального потока импульса в воде $\tau_{xz,w}(z)$ не превышает 85% от аналогичного потока в воздухе $\tau_a = \rho_a u_a^2$. Этот результат получен впервые. Он свидетельствует о

существенной роли волнения в перераспределении турбулентных потоков в ВСВ, что требует соответствующей трактовки (см. ниже).

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. Профиль средней скорости

С целью установления отличий измеренного распределения $U(z)$ от стандартного логарифмического профиля, справедливого для пристеночной турбулентности, выполним модельный расчет последнего, и приведем сравнение профилей, нормированных на величину поверхностного течения $U(0) \equiv U_d$.

При построении модельного профиля $U(z)$ используем известную формулу [17, 22]

$$U(z) = U_d - \frac{u_{*w}}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_0}{z_0} \right), \quad (5)$$

где $u_{*w} = (\rho_a/\rho_w)^{1/2} u_{*a}$ – скорость трения в воде, ρ_a/ρ_w – отношение плотностей воздуха и воды, $\kappa \approx 0.4$ – постоянная фон Кармана, а $z_0 \approx 10v_w/u_{*w}$ – величина высоты шероховатости динамически гладкой поверхности в воде [22], для которой кинематическая вязкость имеет порядок $v_w \approx 10^{-6}$ м²/с. Полагая поток импульса от

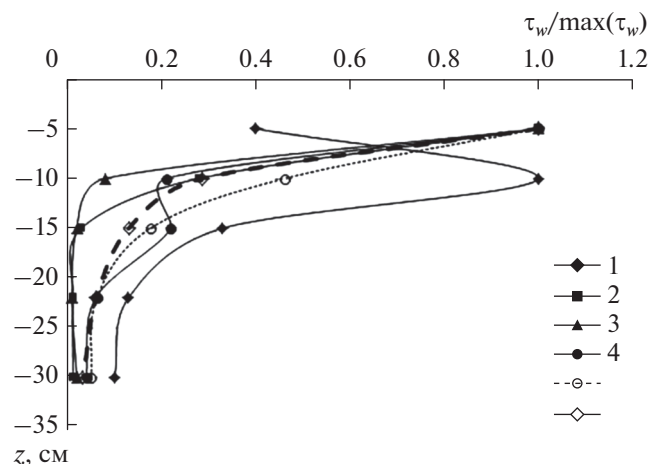


Рис. 4. Профили потоков импульса $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, нормированные на максимальные значения $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$ для каждого эксперимента. Номера линий означают номера экспериментов из табл. 2. Мелко-пунктирная кривая — средний по четырем экспериментам нормированный профиль; крупно-пунктирная кривая — параметризация (8) для средненормированного потока.

ветра $\tau_a = \rho_a u_{*a}^2$ на поверхности воды заданным (взяв случай 4 данного эксперимента), и взяв для скорости дрейфа на поверхности значение $U_d = u_{*a}/2$ [26], для гладкой поверхности воды из (5) получим модельную формулу для нормированного профиля скорости вида

$$\begin{aligned} U(z)/U_d &\equiv [U(z)/0.5u_{*a}] \approx \\ &\approx [1 - 0.1 \ln(1 + z/10^{-5})]. \end{aligned} \quad (6)$$

Модельный логарифмически профиль, рассчитанный по формуле (6), приведен на рис. 3 совместно профилями, нормированными на соответствующие скорости дрейфа на поверхности. С учетом естественного разброса эмпирических данных, в качестве первого приближения (с ошибкой порядка 15%) можно принять, что в диапазоне значений $[-5 \text{ см} \geq z \geq -38 \text{ см}]$ профиль $U(z)/U(0)$ почти линейно спадает с глубиной:

$$U(z)/U(0) \approx 0.25 - 0.01(|z|/a_0), \quad (7)$$

при значении параметра a_0 порядка высоты волны на поверхности. Параметризация (7), естественно, применима лишь для используемого набора данных. Тем не менее, она полезна тем, что, в качестве примера может быть использована для совместного анализа профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$ и $\varepsilon(z)$, выполняемого далее в разделе 6.

Не касаясь второстепенных вопросов построения модельного профиля $U(z)$, отметим важную особенность его сопоставления с измеренными профилями $U(z)/U(0)$, заключающуюся в очевидном и существенном превышении значений из-

меренных скоростей над таковыми для пристеночной турбулентности. Именно эта особенность измеренных профилей $U(z)$, обусловленная, по всей видимости, наличием волновых движений в ВСВ, представляет интерес для их дальнейшего совместного анализа с профилями $\tau_w(z)$ и $\varepsilon(z)$.

5.2. Профиль потока импульса

По аналогии с профилями средней скорости $U(z)$, рассмотрим профили потока импульса в ВСВ $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, нормированные на свое максимальное значение (правая колонка в табл. 3). Они приведены на рис. 4. В отличие от нормированных профилей $U(z)/U(0)$, профили $\tau_w/\max(\tau_w)$ проявляют заметно большую изменчивость. На наш взгляд, эта изменчивость обусловлена высокой зашумленностью данных, особенно на верхнем горизонте измерений ($z = -5 \text{ см}$), к которым особенно чувствительна оценка $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, определяемая по формуле (2). Как показывает визуальный просмотр данных, такая зашумленность характерна именно для горизонтальных компонент течений. Поэтому в данной работе, для получения более сглаженной картины, на верхнем горизонте ($z = -5 \text{ см}$) для флуктуаций горизонтальных течений u_x'' выполнялась фильтрация данных по ограничению выбросов в пределах $[-3\sigma_x, 3\sigma_x]$. Именно с учетом такой фильтрации и получены результаты, приведенные в табл. 3 и на рис. 4.

С целью сжатия разброса измеренных профилей $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, была выполнена оценка среднего профиля потока импульса, нормированного на его значения в максимуме (мелко-штриховая линия на рис. 4). Как видно, средненормированное значение потока импульса в ВСВ уже довольно гладко спадает с глубиной, что позволяет искать его аналитические параметризации. С учетом быстрого спадания $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$, в качестве первого приближения (с ошибкой порядка 20%) для средненормированного потока предлагается параметризация

$$\tau_w(z)/\max(\tau_w) \approx b_0^2/|z|^2. \quad (8)$$

В (8) параметр длины b_0 , введенный для сохранения размерности, так же как и параметр a_0 , имеет порядок высоты волны на поверхности. Например, если на горизонте $z = -5 \text{ см}$ величина $\max(\tau_w)$ имеет значение $0.5\tau_a$, то с учетом величин a_0 из табл. 1, оценка b_0 дает $b_0 \approx (2-3)a_0$ (см. обсуждение далее в п. 6.3). Параметризация (8) представлена на рис. 4 крупно-штриховой линией (для простоты обозначения на рис. 4 $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$ записана как $\tau_w(z)$), и достаточно близка к средненормированной кривой. Как и для профиля средней ско-

рости, параметризация (8), естественно, справедлива лишь для используемого набора данных и только для глубин ($z < -a_0$). Как пример она может быть использована при совместном анализе профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$ и $\varepsilon(z)$.

6. ТРАКТОВКА ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОФИЛЕЙ И ИХ СОВМЕСТИМОСТЬ

6.1. Трактровка особенностей профилей

Прежде всего, интересно сопоставить приведенные выше результаты по профилям скорости течений $U(z)$ и потока импульса $\hat{\tau}_{xz,w}(z)$. Во-первых, оба профиля существенно отличаются от таковых для пристеночной турбулентности, когда $\hat{\tau}_{xz,w}(z) \approx \text{const}$, а $U(z)$ спадает логарифмически [22]. Во-вторых, величины скоростей течений $U(z)$ значительно превышают пристеночные скорости, и чем глубже, тем сильнее (см. рис. 3), а величины потоков в воде $\tau_w(z)$, наоборот, существенно меньше потоков в воздухе (правая колонка табл. 3), и резко уменьшаются с глубиной (рис. 4). Тот факт, что даже максимальное значение τ_w в ВСВ меньше τ_a вполне объясняется потерей части потока импульса на развитие волн [6]. Но общий ход $\tau_w(z)$ требует дополнительной интерпретации. Кроме того требуется и интерпретация наблюдаемой ситуации, когда поток импульса в ВСВ мал, а наведенные течения, наоборот, велики.

Обе перечисленные особенности, очевидно, взаимосвязаны и, на наш взгляд, полностью обусловлены присутствием волновых движений в ВСВ. В таком случае естественно положить, что волновые движения, взаимодействуя с турбулентностью ВСВ (например, через корреляцию флуктуаций, обусловленных волнами, с “фоновыми” флуктуациями течений, см. [21], а также Приложение), забирают часть горизонтального импульса и передают его средним течениям. Возникающее при этом усиление вертикального градиента скорости $U(z)$ порождает повышенную скорость диссипации турбулентности $\varepsilon(z)$, которая и стабилизирует ситуацию в соответствии с соотношениями (3, 4). На этом основании можно полагать, что существует такой механизм взаимодействия волн с турбулентностью в ВСВ, который позволяет единым образом дать трактовку как особенностям профилей $U(z)$ и $\tau_w(z)$, так и профиля $\varepsilon(z)$.

При этом важно отметить, что поскольку интенсивность волновых движений экспоненциально спадает с глубиной, то и эффективность указанной “перекачки” горизонтального импульса должна спадать. Формально, влияние волнения должно распространяться до глубины порядка длины доминантной волны $\lambda_p = 2\pi/k_p$. Для эксперимента 4 величина λ_p порядка 10 см (см. табл. 1). И действи-

тельно, вплоть до этих глубин указанные особенности проявляются наиболее сильно. Однако они продолжают проявляться вплоть до глубин 30 см, где уже перестают работать даже формулы пристеночной турбулентности (см. рис. 3). Столь глубокое проникновение влияния волн, по-видимому, обусловлено усилением средних течений со сдвигом, которые, в свою очередь, способствует поддержанию достаточно высокой интенсивности турбулентности (т.е. флуктуаций скорости течений, см. табл. 2). В итоге наблюдаемые эффекты профилей $U(z)$ и $\tau_w(z)$, как и $\varepsilon(z)$, поддерживаются до глубин, кратно превышающих λ_p . Возможным механизмом указанного эффекта может быть турбулентная диффузия в ВСВ, описываемая функцией $D_t(z)$.

Таким образом, на примере рассматриваемых экспериментов мы получаем очевидное свидетельство значительного проникновения в глубину влияния поверхностного волнения на процессы перемешивания в ВСВ. Теоретические и практические аспекты этого вопроса рассматривались еще в работах [13, 14, 24]. А в недавней работе одного из авторов [21] были получены аналитические формы $D_t(z)$, которые уместно приложить и к полученным здесь результатам.

6.2. Оценка совместимости профилей $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$

Цель сопоставления профилей $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$ заключается в оценке совместимости теоретических и эмпирических сведений о связях этих профилей. Такой подход позволяет оценить и применимость известных теоретических соотношений, и достоверность установленных эмпирических закономерностей.

Для указанной цели мы будем использовать теоретические формулы (3), (4)

$$|\tau_w(z)/\rho_w| = |\hat{\tau}_w(z)| = D_t(z)\partial U(z)/\partial z, \quad (3)$$

$$\varepsilon(z) = C_t D_t(\partial U(z)/\partial z)^2; \quad (4)$$

а также установленные здесь эмпирические зависимости (7), (8), записанные через u_{*a}

$$U(z) \approx U_a [0.25 - 0.01(|z|/a_0)] \approx 0.5u_{*a} [0.25 - 0.02(|z|/a_0)], \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} \hat{\tau}_w(z) &\approx \max(\hat{\tau}_w) b_0^2/|z|^2 \approx \\ &\approx 0.5[(\rho_a/\rho_w)u_{*a}^2](b_0^2/|z|^2) \approx 6 \times 10^{-4} u_{*a}^2 (b_0^2/|z|^2). \end{aligned} \quad (8a)$$

Кроме того, привлечем к анализу найденную ранее в [3] зависимость $\varepsilon(z)$ вида

$$\varepsilon(z) \approx 2.5 \times 10^{-4} u_{*a}^3 / z^2. \quad (9)$$

и аналитическое представление для $D_t(z)$, полученное в [21],

$$D_t(z) \approx 3 \times 10^{-2} u_{*a} a(z). \quad (10)$$

Формулы (3, 4, 7а, 8а, 9, 10) позволяют решить поставленную здесь задачу.

Так, из (7а) для вертикального градиента скорости следует выражение

$$\partial U(z)/\partial z \approx 0.01 u_{*a}/a_0. \quad (11)$$

Постановка (11) в формулу для потока импульса (3) дает выражение для $D_t(z)$ вида

$$D_t(z) \approx \hat{\tau}_w(z)/[\partial U(z)/\partial z] \approx 5 \times 10^{-2} u_{*a} a_0 [b_0/|z|]^2 \propto |z|^{-2}, \quad (12)$$

что при значениях в квадратных скобках меньших единицы ($b_0/|z| < 1$) очень близко к теоретической оценке (10). При этом важно отметить, что оценка (12) дает еще один новый результат, согласно которому, для используемых данных, $D_t(z)$ должна падать квадратично по глубине: $D_t(z) \propto |z|^{-2}$.

Далее, при подстановке (11) и (12) в формулу (4), получим

$$\varepsilon(z) \approx 5 \times 10^{-6} C_d u_{*a}^3 a_0 / |z|^2 (b_0/a_0)^2. \quad (13)$$

В предположении, что $(b_0/a_0)^2 \sim 10$ (см. пояснения к формуле (8)), выражение (13) для $\varepsilon(z)$ становится близким к эмпирической оценке (9) при значении $C_t \approx 10$, что в данном случае можно рассматривать как важное эмпирическое уточнение соотношения (4).

Таким образом, результаты (12) и (13) позволяют однозначно утверждать о полной совместимости установленных профилей $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$ между собой и об их удовлетворительном соответствии имеющимся теоретическим результатам.

6.3. Обсуждение

На основании проведенных сопоставлений можно заключить, что установленные в данной работе особенности профилей скорости течений $U(z)$, потока импульса $\hat{\tau}_w(z)$, а также полученного по той же базе данных профиля СДТ $\varepsilon(z)$ достаточно хорошо согласовываются друг с другом (рис. 2–4). Эта согласованность явно свидетельствует о наличии единого механизма формирования указанных профилей. Таким механизмом является взаимодействие волновых движений с турбулентностью верхнем слое воды, которое было детально описано в разделе 6.1.

Успешное применение теоретических соотношений (3, 4) для сопоставления профилей $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$ свидетельствует как о достовер-

ности последних, так и о возможности использования формул (3, 4) для установления связи между легко определяемыми эмпирическими профилями $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, и более трудоемкими для эмпирического определения профилями $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$. В частности, таким путем здесь впервые установлена явная зависимость коэффициента диффузии от глубины вида (12): $D_t(z) \propto |z|^{-2}$. Эта зависимость отличается от экспоненциального спада $D_t(z)$, предсказанного в работе [21] и следующего из формулы (10). Однако теоретический результат (10) касается вклада в коэффициент диффузии $D_t(z)$ только за счет волновых движений в ВСВ. Вместе с тем, в ВСВ помимо быстро спадающих волновых движений присутствует и сильное сдвиговое течение, которое вносит существенную поправку в итоговый (общий) закон спада $D_t(z)$, сглаживая его зависимость от глубины. Сказанное и дает трактовку результата (12).

В дополнение к этому интересно отметить, что используемые данные опосредованно подтверждают линейную зависимость коэффициента турбулентной диффузии $D_t(z)$ (12) от амплитуды волн a_0 , соответствующую оценке работы [21]; правда, лишь при условии, что величина b_0 слабо зависит от a_0 . Если же между этими параметрами имеется прямая пропорциональная связь, то $D_t(z)$ становится кубической функцией a_0 в соответствии с выводами работы [24]. Дальнейшее уточнение решения этого вопроса возможно на основе более обширной базы соответствующих специальных измерений, например, типа предложенных в [21].

Как видно, имеющие место неоднозначности, возникающие при сопоставлении профилей $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$ с профилями $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$, обусловлены деталями их параметризаций, которые для данного набора данных получены лишь приблизительно. В первую очередь это касается констант, принятых в параметризациях (7–9) для $U(z)$, $\hat{\tau}_w(z)$, $\varepsilon(z)$, и, во вторую очередь — их функциональных представлений. Здесь важно, что для данного набора данных найденные представления хорошо согласуются. Более точные аналитические параметризации этих профилей, очевидно, потребуют более точных и более детальных измерений всех перечисленных здесь физических величин, выполненных в специализированных экспериментах. С учетом важности обсуждаемых вопросов, можно надеяться, что такие эксперименты не заставят себя ждать.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение работы сформулируем основные выводы.

1. Показано, что при наличии ветровых волн на поверхности, в верхнем слое воды, наведенные

дрейфовые течения $U(z)$ существенно превышают таковые для пристеночной турбулентности, а профиль $U(z)$ на горизонтах z , расположенных ниже двух–трех высот волн, может быть аппроксимирован линейной зависимостью от z (формула 7) до горизонтов более десяти высот волн a_0 или порядка единиц доминантных длин волн λ_p .

2. Полный вертикальный поток горизонтально-го импульса в воде $\tau_w(z)$, оцененный с помощью формулы (2), существенно ниже потока импульса в воздухе $\tau_a(z)$, и спадает как $|z|^{-2}$ (формула (8)).

3. Предложена трактовка установленных особенностей профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$. Она заключается в предположении, что волновые движения, взаимодействуя с турбулентностью ВСВ через корреляцию флуктуаций скорости, индуцированных волнами, с “фоновыми” флуктуациями течений [21], забирают часть горизонтального импульса и передают его средним течениям. Возникающее при этом усиление вертикального градиента скорости $U(z)$ порождает и повышенную скорость диссипации турбулентности $\varepsilon(z)$, описанную в [3, 10–12]. В итоге состояние движений в ВСВ балансируется в соответствии с соотношениями (3, 4).

Поскольку интенсивность волновых движений экспоненциально спадает с глубиной, то и эффективность указанной “перекачки” горизонтального импульса спадает с глубиной, обеспечивая наблюдаемые профили $U(z)$, $\tau_w(z)$, $\varepsilon(z)$. В нашем случае сопоставимость скорости волновых движений с фоновыми дрейфовыми течениями (в силу быстрого спада первых) приводит к усилению спада профиля $\varepsilon(z)$ по сравнению с пристеночным законом $\varepsilon(z) \propto 1/|z|$. В итоге, суммарное влияние градиентов фоновых и волновых движений сглаживает вид профиля $\varepsilon(z)$ по сравнению с экспоненциальным, который наблюдается для крупных натуральных волн при относительно слабом дрейфе [11, 17].

4. Успешное использование теоретических соотношений (3, 4) для сопоставления профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$, $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$ свидетельствует как о достоверности последних, так и о возможности использования первых для установления связи между легко определяемыми эмпирическими профилями $U(z)$, $\tau_w(z)$, и более трудоемкими для эмпирического определения профилями $\varepsilon(z)$ и $D_t(z)$.

5. Согласованность эмпирических профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$, $\varepsilon(z)$ свидетельствует о наличии единого механизма формирования указанных профилей (п. 3 выводов). На основании сопоставления этих профилей впервые установлена явная зависимость коэффициента диффузии от глубины вида $D_t(z) \propto |z|^{-2}$, задаваемая формулой (12). Трактовка его отличия от теоретического результата

[21], согласно которому можно ожидать зависимость $D_t(z) \propto \exp(k_p z)$, дана в п. 6.3. Там же указано, что вопрос зависимости $D_t(a_0, z)$ от амплитуды волн a_0 пока остается открытым и нуждается в дополнительном изучении.

В заключение также отметим, что приведенные параметризации профилей $U(z)$, $\tau_w(z)$ получены лишь в первом приближении с ошибкой коэффициентов порядка 15–20% (а для $\varepsilon(z)$ — порядка 30–35%). Обоснованность этих параметризаций, в настоящее время, распространяется только на используемый набор данных, т.е. для случая волнения с интенсивными обрушениями. Более точные аналитические параметризации этих профилей, очевидно, потребуют более точных и более детальных измерений всех перечисленных здесь физических величин, выполненных в специализированных экспериментах.

Авторы благодарны д. ф.-м. н. А.В. Глазунову за полезные советы и сотрудникам ИПФ РАН [1], принимавшим участие в подготовке используемых данных. Мы также признательны рецензенту за ряд замечаний, позволивших уточнить формулировки выводов. Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 18-05-00161.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кандауров А.А., Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Вдовин М.И., Байдаков Г.А. Среднее поле скорости воздушного потока над поверхностью воды при лабораторном моделировании штормовых и ураганных условий в океане // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 455–467. <https://doi.org/10.7868/S0002351514040063>
2. Байдаков Г.А. Экспериментальное исследование взаимодействия ветрового потока и поверхностных волн на коротких разгонах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2016. 95 с.
3. Полников В.Г., Байдаков Г.А., Троицкая Ю.И. Скорость диссипации турбулентности в слое воды под ветровыми волнами по данным лабораторного эксперимента // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 5. С. 127–137. <https://doi.org/10.31857/S0002-3515555127-137>
4. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат. 1980. 320 с.
5. The wind-driven air-sea interface // Proc. of ASI-99 / Ed. Banner M. Sydney, Australia, 1999. 340 p.
6. Donelan M.A. Air-Water Exchange Processes // Coastal and Estuarine Studies. 1998. V. 54. P. 19–36.
7. Kitaigorodskii S.A., Lumley J.L. Wave-turbulence interaction in the upper ocean. Pt. I. The Energy Balance in the Interacting Fields of Surface Waves and Wind-Induced Three-Dimensional Turbulence // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 1977–1987.
8. Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. V. 20. P. 851–875.

9. Lumley J.L., Terrey E.A. Kinematics of Turbulence Conveyed by a Random Wave Field. // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 2000–2007.
10. Terrey E.A., Donelan M.A., Agrawal Y.C., Drennan W.M., Kahma K.K., Williams III A.J., Hwang P.A., Kitaigorodskii S.A. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves // J. Phys. Oceanogr. 1996. V. 26. P. 792–807.
11. Anis A., Moum J.N. Surface wave–turbulence interactions: Scaling $\varepsilon(z)$ near the sea surface // J. Phys. Oceanogr. 1995. V. 25. P. 2025–2045.
12. Soloviev A., Lukas R. Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during TOGA COARE // Deep-Sea Research. Pt I. 2003. V. 50. P. 371–395.
[https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(03\)00004-9](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(03)00004-9)
13. Qiao F., Yuan Y., Deng J., Dai D., Song Z. Wave–turbulence interaction-induced vertical mixing and its effects in ocean and climate models // Phil. Trans. R. Soc. 2016. V. A374: 20150201.
<https://doi.org/10.1098/rsta.2015.0201>
14. Yuan Y., Qiao F., Yin X., Han L. Analytical estimation of mixing coefficient induced by surface wave-generated turbulence based on the equilibrium solution of the second-order turbulence closure model // Science China: Earth Sciences, 2013. V. 56. P. 71–80.
<https://doi.org/10.1007/s11430-012-4517-x>
15. Mortikov Evgeny V., Glazunov Andrey V., Lykosov Vasily N. Numerical study of plane Couette flow: turbulence statistics and the structure of pressure–strain correlations // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2019. T. 34. № 2. P. 119–132.
16. Babanin A.V., Haus B.K. On the existence of water turbulence induced by non-breaking surface waves // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. P. 2675–2679.
<https://doi.org/10.1175/2009JPO4202.1>
17. Longo S., Chiapponi L., Clavero M., Mäkel T., Liang D. Study of the turbulence over the air-side and water-side boundary layers in experimental laboratory wind-induced surface waves // Coastal engineering. 2012. V. 69. P. 67–81.
18. Чухарев А.М. Вклад основных механизмов генерации турбулентности в вертикальный обмен в деятельном слое моря. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Севастополь: МГИ РАН. 2014. 274с.
19. Teixeira M.A.C. A model for the wind-driven current in the wavy oceanic surface layer: apparent friction velocity reduction and roughness length enhancement. J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48(11). P. 2721–2736.
<https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0086.1>
20. Polnikov V.G. A Semi-Phenomenological Model for Wind-Induced Drift Currents // Boundary-Layer Meteorol. 2019. V. 172(3). P. 417–433.
<https://doi.org/10.1007/s10546-019-00456-1>
21. Полников В.Г. Модель вертикального перемешивания, вызванного ветровыми волнами // Механика жидкости и газа. 2020. № 1. С. 1–11.
<https://doi.org/10.1134/S0568528120010107>
22. Монин А.С., Яглом А.Я. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с
23. Dai D., Qiao F., Sulisz W., Han L., Babanin A. An Experiment on the Nonbreaking Surface-Wave-Induced Vertical Mixing // J. Phys. Oceanogr. 2010. V. 40. P. 2180–2188.
24. Qiao F., Yuan Y., Yang Y., Zheng Q., Xia C., Ma J. Wave-induced mixing in the upper ocean: Distribution and application to a global ocean circulation model // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31, L11303.
<https://doi.org/10.1029/2004GL019824>
25. Tsai W.T., Chen S.M., Lu G.H. Numerical Evidence of Turbulence Generated by Nonbreaking Surface Waves // J. Phys. Oceanogr. 2015. V. 45. № 3. P. 174–180.
<https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0121.1>
26. Wu J. Wind-induced drift currents // J. Fluid Mech. 1975. V. 68. P. 49–70.

Features of Profiles for Currents, a Momentum Flux, and a Rate of Turbulence Dissipation in the Wind-Wave Channel

V. G. Polnikov^{1,*} and G. A. Baidakov²

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevskii per., 3, Moscow, 119017 Russia

²Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova, 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

*e-mail: polnikov@mail.ru

Vertical profiles of the average currents, $U(z)$, the vertical momentum fluxes, $\tau(z)$, and the dissipation rates of the turbulence kinetic energy of (TKE-dissipation), $\varepsilon(z)$, in the upper water layer (UWL) are considered, and the joint analysis of them is carried out. For this purpose, the data of the laboratory measurements are used, which were executed in the IPF RAS wind-wave channel [1, 2]. The data correspond to conditions of strong wind and breaking of wind waves. Profiles for three components of currents $U(z)$ and vertical momentum fluxes $\tau(z)$ at five horizons in the UWL are estimated at four various values of wind. For the joint analysis there were attracted empirical estimates of TKE-dissipation $\varepsilon(z)$, obtained for the same data in the previous work [3]. It is established: a) a noticeable increase in speed of currents $U(z)$ in comparison with values of $U(z)$ for the lack of waves; b) a considerable reduction of the vertical momentum fluxes in water, $\tau_w(z)$, in comparison with that in air, $\tau_a(z)$; c) a significant attenuation of $\tau_w(z)$ with a depth according to ratio $\tau_w(z) \sim 1/z^2$. The mentioned anomalies of profiles for $U(z)$ and $\tau(z)$ in the UWL are analyzed for the purpose of search of interpretation of the found results, together with the consistent pattern of falling the TKE-dissipation determined earlier with a depth according to ratio $\varepsilon(z) \sim 1/z^2$.

Keywords: wind, waves, air–water interface, currents, turbulence dissipation rate, turbulent diffusion