

УДК 532.59

## ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ РОСТА ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ПОТОКАМ

С. И. Бадюлин<sup>1,2</sup>\*, В. В. Геогджаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, г. Москва;

<sup>2</sup> Новосибирский госуниверситет, г. Новосибирск, Россия

С позиций теории волновой турбулентности описаны основные режимы развития ветрового волнения, отвечающие постоянству потоков волнового импульса, энергии и действия. На основе экспериментальных данных о росте волнения даны оценки потока энергии в область больших масштабов (обратного каскада в теории волновой турбулентности). Интенсивность прямого каскада энергии в область коротких волн оценена по экспериментальным параметризациям частотных спектров ветрового волнения, отвечающим спектру Колмогорова—Захарова  $E(\omega) \propto \omega^{-4}$ . Проведённые оценки показывают, что интенсивность прямого каскада на два порядка превышает интенсивность обратного. Приближённое решение для прямого каскада энергии получено как возмущение классического решения Захарова—Заславского для обратного каскада с нулевым потоком энергии. Результаты обсуждаются в их связи с развитием спектральных моделей ветрового волнения.

### ВВЕДЕНИЕ

Предметом исследования в данной работе являются свойства ветрового волнения. Развитие морского судоходства и строительства сделало эти исследования сферой больших материальных и интеллектуальных вложений и определило интерес к ним со стороны фундаментальной науки. В то же время именно высокая практическая ценность любых значимых результатов зачастую затрудняет внедрение современных физических представлений в широко используемые в исследованиях и на практике модели морского волнения. Совершенствование методов прогноза волнения в настоящее время, как правило, идёт по пути настройки, зачастую интуитивной, полупэмпирических параметризаций, описывающих различные механизмы эволюции случайного поля морского волнения. Эти параметризации были предложены более 30 лет назад и без принципиальных изменений используются в современных исследовательских и прогностических моделях ветрового волнения [1]. Возросшие возможности вычислительной техники позволяют поддерживать эффективность такого подхода. Однако за рамками рассмотрения остаются противоречия между физическими принципами и способами их описания в моделях.

Основой описания случайного поля ветрового волнения в современных моделях является уравнение Хассельманна [2] — кинетическое уравнение для волн на воде:

$$\frac{\partial N(\mathbf{k})}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) \nabla_{\mathbf{r}} N(\mathbf{k}) = S_{\text{nl}} + S_{\text{in}} + S_{\text{diss}}. \quad (1)$$

Уравнение (1) описывает эволюцию спектральной плотности волнового действия  $N(\mathbf{k})$  во времени  $t$  как результат генерации волн ветром (член  $S_{\text{in}}$ ), волновой диссипации под действием различных физических эффектов ( $S_{\text{diss}}$ ) и нелинейного переноса, ответственного за взаимодействие волн разных пространственно-временных масштабов (столкновительный член  $S_{\text{nl}}$ ). Символы  $\nabla_{\mathbf{r}}$ ,  $\nabla_{\mathbf{k}}$  соответствуют градиентам в пространствах координат  $\mathbf{r}$  и волновых векторов  $\mathbf{k}$ , а частота  $\omega$

---

\* badulin.si@ocean.ru

удовлетворяет дисперсионному соотношению для линейных волн. Далее мы ограничимся случаем глубокой воды с глубиной  $D \gg 2\pi/|\mathbf{k}|$ , т. е.  $\omega = \sqrt{g|\mathbf{k}|}$ , где  $g$  — ускорение свободного падения.

Отметим внутреннюю противоречивость формулировки задачи об эволюции спектров ветровых волн в рамках кинетического уравнения (1). В то время как столкновительный интеграл  $S_{nl}$  получен из первых принципов классической гидродинамики, современное знание о неконсервативных членах ветровой накачки ( $S_{in}$ ) и волновой диссипации ( $S_{diss}$ ) остаётся в значительной степени феноменологическим. Выделение членов, отвечающих генерации (очевидно,  $S_{in} > 0$ ) и диссипации ( $S_{diss} < 0$ ), является условностью. Тем не менее, именно совершенствование параметризаций накачки и диссипации остаётся главной темой большинства исследований, посвящённых ветровому волнению. Соответствующие зависимости являются квазилинейными и локальными, т. е. не учитывающими взаимодействие движений различных масштабов. В то же время столкновительный интеграл  $S_{nl}$  кинетического уравнения (1) является существенно нелокальным и нелинейным, что предопределяет излишне осторожное отношение разработчиков и пользователей моделей ветрового волнения к классическим результатам теории волновой турбулентности — решениям Колмогорова—Захарова.

Решение Захарова и Филоненко [3], описывающее прямой каскад энергии, предсказывает степенной спектр  $E(\omega) \propto \omega^{-4}$  в инерционном интервале, когда накачка сосредоточена в области бесконечно длинных масштабов волн, а диссипация — в бесконечно коротких. Решение Захарова и Заславского для обратного каскада [4] даёт более пологий спектр,  $E(\omega) \propto \omega^{-11/3}$  и отвечает постоянству потока волнового действия в область больших масштабов при нулевом потоке энергии. С этим физическим механизмом обычно связывают увеличение характерной длины волнения по мере его развития (down-shifting, или сдвиг спектра в область низких частот). Строго говоря, подобная трактовка не вполне корректна, т. к. этот процесс предполагает поток энергии в область низких частот, а значит не может обеспечиваться упомянутым решением для обратного каскада.

Известные сложности интерпретации экспериментальных фактов в рамках теории волновой турбулентности связаны с трудностями оценок потоков энергии по спектру волновых масштабов теоретическими и, тем более, экспериментальными методами. В данной работе продемонстрированы способы оценок интенсивности прямого и обратного каскада энергии в спектрах ветрового волнения, использующие недавние результаты теории волновой турбулентности и хорошо известные экспериментальные данные. Полученные оценки дают основу для верификации различных параметризаций процессов накачки и диссипации в спектрах волнения и обсуждения степени соответствия этих практически важных соотношений фундаментальным физическим принципам.

## 1. ПРЯМОЙ КАСКАД И СПЕКТРЫ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

В 1966 году Захаров и Филоненко получили стационарное изотропное решение кинетического уравнения для волн на воде, отвечающее переносу энергии из бесконечно больших в бесконечно малые масштабы [3], так называемое решение для прямого каскада:

$$E(\omega) = 2C_p P^{1/3} g^{4/3} / \omega^4. \quad (2)$$

Здесь  $C_p \approx 0,203$  — константа Колмогорова [5], а  $P$  — постоянный поток энергии по спектру:

$$P = \int_{\omega}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \omega S_{nl} d\omega d\theta, \quad (3)$$

где  $\theta$  — полярный угол. Несколько ранее Китайгородский [6] построил аналогичное решение на основе анализа размерностей, ассоциировав множитель перед степенной зависимостью от частоты

со скоростью диссипации  $\varepsilon_{\max}$  и связав его со скоростью трения ветра  $u_*$ :

$$E_K(\omega) = \varepsilon_{\max} \omega^{-4} \approx \alpha u_* g \omega^{-4}. \quad (4)$$

Тоба в 1973 году [7] воспроизвёл результат работы [6], оценив константу в (4) на основе имеющихся экспериментальных данных как  $\alpha \approx 0,13$ . Близкое значение в работе [8] было получено после пересмотра оригинальных параметризаций волновых спектров эксперимента JONSWAP [9]. При этом авторы ссылались исключительно на работу [7].

Данные измерений на озере Онтарио [10] также были привязаны к зависимости  $E \propto \omega^{-4}$  для высокочастотной части спектра. При этом в (4) была выделена зависимость коэффициента  $\alpha$  от отношения фазовой скорости волн  $c_p$ , отвечающей частоте спектрального пика  $\omega_p$ , к характерной скорости ветра  $U_{10}$  (это отношение называется возрастом волнения). Приведём здесь выражение для частотного спектра ветрового волнения согласно [10] в «комбинированных» переменных — скорости трения ветра  $u_*$  и скорости  $U_{10}$  на горизонте 10 метров, широко используемой в исследованиях ветрового волнения ( $U_{10} \approx 28u_*$ ):

$$E_D(\omega) = 0,168 \cdot g u_* \omega^{-4} \left( \frac{c_p}{U_{10}} \right)^{0,45} \exp \left[ - \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^4 \right] \Gamma(\omega). \quad (5)$$

Функция  $\Gamma(\omega)$  задаёт форму спектрального пика (см., например, [9]). От выражения [8, формула (6)] спектр (5) отличается лишь численным коэффициентом (0,168 вместо 0,127) и зависимостью от возраста волнения. Поскольку для растущего ветрового волнения возраст  $c_p/U_{10}$  меньше единицы, результаты всех упомянутых исследований можно считать очень близкими ( $\alpha \approx 0,13$  [7]; 0,127 [8]; 0,168 [10]).

В статье [10], в отличие от [7, 8], особо подчёркнуто соответствие экспериментальной параметризации теоретическому результату [3]. Используем этот факт для оценки важной физической величины — потока  $P$  энергии по спектру в (2) из области больших масштабов в малые. Приравняв (2) и (4) при  $\alpha = 0,13$ , получим оценку

$$P_{\text{dir}} = 0,033(u_*^3/g), \quad (6)$$

что находится в неплохом качественном и количественном соответствии с результатом работы [11], дающим множитель 0,036 для полного потока энергии от атмосферы к волнам. Это можно интерпретировать как практически полный (90% и больше) сброс энергии турбулентных пульсаций ветра в высокочастотную часть диапазона ветровых волн, где происходит её полная диссипация.

## 2. ОБРАТНЫЙ КАСКАД И РОСТ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

Оценки величины обратного каскада в спектрах ветровых волн, т. е. энергии ветра, идущей непосредственно на рост волнения, могут быть проведены на основе известных аналитических результатов теории волновой турбулентности [12–16]. При их получении существенно используется гипотеза о доминировании нелинейного переноса по отношению к процессам ветровой накачки и волновой диссипации [17]. Благодаря такому доминированию при развитии волнения устанавливается автомодельная форма спектра, близкая к универсальной.

Рассматриваются идеализированные постановки задачи о временном росте ветрового волнения в однородном океане (duration-limited case) и/или стационарном росте волнения в пространстве (fetch-limited case). Для степенных законов роста интегральной энергии волн  $E$  в зависимости от времени  $t$  или разгона  $x$ ,

$$E \propto t^{p\tau}, \quad E \propto x^{p\chi}, \quad (7)$$

можно найти приближённые автомодельные решения (1) в предположении доминирования нелинейного переноса, отвечающие степенному же убыванию характерной частоты (в нашем случае – частоты спектрального пика) [12]:

$$\omega_p \propto t^{-q_\tau}, \quad \omega_p \propto x^{-q_\chi}. \quad (8)$$

Полученное таким образом семейство автомодельных решений отвечает локализованным по частотам спектральным распределениям, энергия которых растёт со временем (разгоном), а характерный период (длина волны) увеличивается. Такой процесс сопровождается потоком энергии в большие масштабы, т. е. обратным каскадом энергии.

При построении автомодельных решений возникают условия, связанные со свойствами однородности интеграла столкновений [18]

$$S_{nl}[\nu N(v\mathbf{k})] = \nu^3 v^{19/2} S_{nl}[N(\mathbf{k})] \quad (9)$$

(здесь  $\nu, v$  – произвольные положительные постоянные), которые приводят к связям между показателями роста энергии и уменьшения частоты – так называемым магическим соотношениям (magic relationships [18])

$$p_\tau = \frac{9q_\tau - 1}{2}, \quad p_\chi = \frac{10q_\chi - 1}{2} \quad (10)$$

для случаев временного и пространственного развития волнения соответственно. Дополнительные связи между параметрами автомодельных решений (7) и (8) возникают при замыкании соответствующей асимптотической модели как условие баланса интегрального потока энергии, идущего на рост волнения (накачка минус диссипация) и текущей энергии волнения. Это приводит к связи колмогоровского типа между энергией и потоком, которая может быть записана в следующем виде [13, 15]:

$$\frac{E\omega_p^4}{g^2} = \alpha_{ss} \left( \frac{P_{inv}\omega_p^3}{g^2} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

Параметр автомодельности  $\alpha_{ss}$  является очевидным аналогом констант Колмогорова и в диапазоне наблюдаемых показателей роста  $0,7 < p_\chi < 1,1$  изменяется в пределах  $0,55 \div 0,75$  [13, 15]. Можно показать [12], что автомодельные решения (7) и (8) отвечают обратному каскаду энергии, с чем связано использование нами обозначения потока энергии  $P_{inv}$  в (11).

При разных показателях автомодельности  $p_\tau$  и  $q_\tau(p_\chi, q_\chi)$  могут быть реализованы различные базовые (эталонные) режимы развития волнения, отвечающие постоянству потоков волнового импульса  $M = |\int \mathbf{k}N(\omega) d\omega|$ , энергии  $E$  или волнового действия  $N = \int [E(\omega)/\omega] d\omega$  [15]. Соответствующие режимы наблюдались экспериментально [20–22], что позволяет выразить потоки  $P_{inv}$  через измеренные скорости ветра (скорости трения  $u_*$ ). В табл. 1 представлены параметры этих эталонных режимов роста волнения: показатели  $p_\tau, q_\tau, p_\chi$  и  $q_\chi$  для однородного и стационарного роста отвечают одним и тем же соотношениям  $E = B\omega_p^{-2T}$  между энергией и частотой, где  $T = p_\tau/(2q_\tau) = p_\chi/(2q_\chi)$  – показатель Тобы; в последнем столбце табл. 1 дана оценка потока энергии  $P_{inv}$  через скорость трения ветра ( $\rho_w$  и  $\rho_a$  – плотности воды и воздуха соответственно). Отметим, что в работе [15] приведены ошибочные параметры; в табл. 1 в данной статье они исправлены.

Таблица 1. Эталонные режимы автомодельного роста волнения

| Режим                       | $T$ | $10^3 B$ | $p_\tau$ | $q_\tau$ | $p_\chi$ | $q_\chi$ | $(\rho_w/\rho_a)(\alpha_{ss}^3 g/u_*^3)P_{inv}$ |
|-----------------------------|-----|----------|----------|----------|----------|----------|---|
| $dM/dt = \text{const}$ [20] | 5/3 | 2,33     | 10/7     | 3/7      | 1        | 3/10     | $0,0077(c_p/u_*)$                               |
| $dE/dt = \text{const}$ [21] | 3/2 | 2,13     | 1        | 1/3      | 3/4      | 1/4      | 0,05  |
| $dN/dt = \text{const}$ [22] | 4/3 | 1,5      | 8/11     | 3/11     | 4/7      | 3/14     | $1,6(u_*/c_p)$                                  |

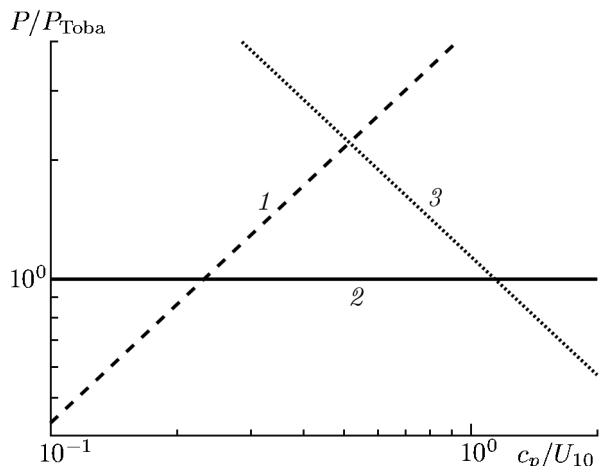


Рис. 1. Схема зависимости потока обратного каскада (нормированного на значение потока для эталонного режима Тобы [21]  $P_{Тоба}$ ) от стадии развития волнения — возраста волнения  $c_p/U_{10}$ : линии 1, 2, 3 соответствуют значениям  $T = 5/3$  [20],  $3/2$  [21],  $4/3$  [22]

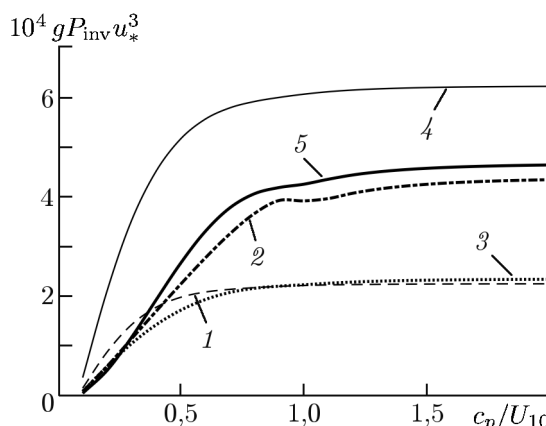


Рис. 2. Графики зависимостей оценок обратного потока энергии от возраста волнения для различных параметризаций волновой накачки: линии 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют параметризациям [24–28]

Данные табл. 1, приведённые на рис. 1, позволяют построить качественную схему развития волнения как последовательность эталонных режимов. На рис. 1 показана зависимость нормированного (на значения для режима [21]) потока энергии от возраста волнения  $c_p/U_{10}$ . На начальных стадиях (молодое волнение) поток энергии к волнам растёт ( $T = 5/3$  [20]) далее стабилизируется ( $T = 3/2$  [21]) и затухает для «старых» волн, близких к режиму насыщения [22] (это так называемое полностью развитое волнение, *mature sea*, *fully developed*). Последовательность смены режимов в соответствии с предложенной схемой была продемонстрирована численно в работе [15].

Как было отмечено, в последнем столбце табл. 1 приведены оценки потоков энергии для каждого режима. Для максимального потока, отвечающего режиму [21], получим оценку, аналогичную (6):

$$P_{inv} = 2,1 \cdot 10^{-4} u_*^3 / g. \tag{12}$$

Принимая во внимание оценку потока энергии турбулентного ветра к поверхности воды [11, формула (3)]

$$P = \frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{U_{10} u_*^2}{g} \approx 0,036 \frac{u_*^3}{g}, \tag{13}$$

получаем, что почти 90% энергии переносится волнами в малые масштабы с помощью механизма прямого каскада, в то время как менее 1% идёт на рост волн, поддерживаемый обратным каскадом. Сделанные оценки величины обратного каскада дают меньшую по сравнению с [11] скорость роста волнения, которая, тем не менее, неплохо согласуется с наблюдениями. Следует подчеркнуть условность проведённых нами оценок, т. к. измерения демонстрируют значительные отклонения от параметрических зависимостей, использованных в этой работе (в 2–4 раза по данным [23]). В этом смысле показательным является сравнение потоков энергии, получаемых с помощью различных параметрических формулы для ветровой накачки. На рис. 2 показаны зависимости интегральной ветровой накачки (потока энергии) от возраста волнения  $c_p/U_{10}$ . Используются результаты работ [24–28]. Значения безразмерного потока  $gP/u_*^3$  близки к оценке (12) для относительно «слабых» накачек [26, 28] и заметно превышают эту оценку для остальных накачек.

### 3. ОБРАТНЫЙ КАСКАД ЭНЕРГИИ

Во всех рассмотренных выше случаях роста волнения (см. табл. 1) мы говорили об обратном каскаде, т. е. о потоке в низкие частоты. Обычно механизм обратного каскада обсуждается в связи с классическим решением кинетического уравнения Захарова—Заславского [29]

$$E(\omega) = 2C_q g^{4/3} Q^{1/3} / \omega^{11/3}, \quad (14)$$

где  $C_q$  — константа Колмогорова, отвечающая постоянному потоку действия  $Q$  (ср. (2), (3)). Для случая ветрового волнения такая трактовка является не вполне корректной, т. к. поток энергии для такого решения обращается в нуль. Таким образом, необходимо рассмотреть отличное от (14) решение с ненулевым, но малым потоком энергии в область малых частот. Этот малый поток может быть получен для слабого возмущения решения (14) в виде

$$E(\omega) = 4\pi \frac{\beta u_*^5}{g^3} \left( \frac{\omega u_*}{g} \right)^{-11/3-\epsilon}. \quad (15)$$

В качестве малого параметра возмущения будем использовать отклонение от показателя степени  $-11/3$  на малую величину  $\epsilon$ , что даёт

$$\left( \frac{\omega u_*}{g} \right)^\epsilon \approx 1 + \epsilon \ln \left( \frac{\omega u_*}{g} \right).$$

Таким образом, спектр (15) практически сохраняет свою форму, получая логарифмическую по частоте добавку.

Подстановка степенного спектра в формулу для  $S_{nl}$  и использование свойства однородности интеграла столкновений (9) позволяют вынести степенные зависимости из-под знака интеграла, получив степенную же зависимость для  $S_{nl}$ . При этом оставшаяся часть столкновительного интеграла представляет собой безразмерную функцию, которую можно рассчитать численно. Детали такого подхода подробно описаны в [5]. Окончательно для  $S_{nl}$  имеем

$$\frac{dE(\omega)}{dt} = 4\pi \frac{\beta^3 u_*^4}{g^2} \left( \frac{\omega u_*}{g} \right)^{3\epsilon} F \left( \frac{23}{6} + \frac{\epsilon}{2} \right), \quad (16)$$

где  $F(\xi)$  — безразмерная универсальная функция, определяемая показателем степени  $\xi$  пространственного спектра ( $N \propto |\mathbf{k}|^{-\xi}$ ). Для частотного спектра  $E \propto \omega^{-2\xi+4}$  аргумент  $\xi = 23/6$  обращает функцию  $F$  в нуль, что позволяет записать возмущение потока, использовав соответствующее разложение  $F(23/6 + \epsilon/2) = \epsilon F'(23/6)/2$  по малому параметру (штрих означает производную):

$$P = 2\pi \frac{\beta^3 u_*^3}{g} \epsilon F'(23/6). \quad (17)$$

Аналогично вычисляя поток действия, приходим к следующему соотношению потоков для частотного спектра (15):

$$P = 3\epsilon Q(g/u_*). \quad (18)$$

Таким образом, поток обратного каскада энергии мал. Его конкретная величина (параметр  $\epsilon$ ) определяется динамикой спектра в окрестности пика в области обратного каскада.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При оценках мы воспользовались результатами теории автомодельного ветрового волнения [12, 13], которые дают возможность оценить потоки энергии по наблюдаемым уровням энергии волнения. Используя известные параметризации спектров, дающие зависимость  $E \propto \omega^{-4}$ , мы интерпретировали эту зависимость как отвечающую режиму прямого каскада энергии и приближённо нашли соответствующие потоки энергии в область высоких частот (больших волновых чисел). Полученные оценки показали высокие значения потоков, сравнимые по величине с полным потоком энергии турбулентного ветра к поверхности (13). Таким образом, почти вся энергия, поступающая к волнам от ветра, переносится прямым каскадом в малые масштабы, где диссипирует за счёт турбулентной вязкости.

Оценки обратного каскада энергии, т. е. энергии, идущей непосредственно на рост волнения, были проведены на основе тех же результатов для автомодельных решений кинетического уравнения, сформулированных для интегральных величин: высот и характерных периодов волн. При таком подходе полученные ранее экспериментальные и теоретические зависимости роста волнения [20–22] могут быть представлены как последовательность эталонных режимов, отвечающих, по-видимому, различным механизмам, управляющим ростом волнения. Так линии 1 на рис. 1 отвечает рост волнения при постоянном потоке импульса к волнам [20]. Поток энергии при этом увеличивается по мере развития волнения. Линии 2 на рис. 1 отвечает насыщение потока энергии [21]. Дальнейшее развитие волнения при  $c_p/U_{10} \gtrsim 1$  сопровождается уменьшением потока энергии.

Оценки потока энергии, связанного с обратным каскадом, дали величину на два порядка меньше потока энергии прямого каскада. Подобная асимметрия потоков отмечалась ранее [11, 30] и качественно согласуется с нашими результатами. В то же время количественные различия требуют серьёзного анализа.

Мы представили решение для обратного каскада энергии, используя в качестве начального приближения классическое решение Захарова–Заславского [4]. Подробности вывода соотношений (17) и (18) будут представлены в отдельной работе. Здесь отметим лишь, что введение решений, отличных от классических результатов Колмогорова–Захарова, необходимо при описании развития волнения с помощью потоков энергии. Именно такое описание может дать необходимые оценки энергетического баланса в системе океан–атмосфера.

Таким образом, представленные оценки и теоретические результаты дают дополнительные возможности для целенаправленной настройки используемых моделей ветрового волнения по величинам прямого и обратного потоков энергии в спектрах волновых движений.

Результаты исследований, представленные в разделах 1 и 2, получены в рамках государственного задания ФАНО России (тема 0149–2018–0001). Результаты исследований, представленные в разделе 3, получены при поддержке Российского научного фонда (проект 14–22–00174).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cavaleri L., Alves J.-H. G. M., Ardhuin F., et al. // *Progr. Ocean.* 2007. V. 75. P. 603.
2. Hasselmann K. // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 12. P. 481.
3. Захаров В. Е., Филоненко Н. Н. // *Докл. АН СССР.* 1966. Т. 170, № 6. С. 1292.
4. Захаров В. Е., Заславский М. М. // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1982. Т. 18, № 9. С. 970.
5. Геогджаев В. В., Захаров В. Е. // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 106, № 3. С. 175.
6. Китайгородский С. // *Изв. АН СССР. Серия Геофиз.* 1962. № 1. С. 105.

7. Toba Y. // J. Oceanogr. Soc. Japan. 1973. V. 29. P. 209.
8. Battjes J. A., Zitman T. J., Holthuijsen L. H. // J. Phys. Oceanogr. 1987. V. 17, No. 8. P. 1288.
9. Hasselmann K., Barnett T. P., Bouws E., et al. // Dtsch. Hydrogh. Zeitschr. Suppl. 1973. V. 12, No. A8.
10. Donelan M. A., Hamilton J., Hui W. H. // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 1985. V. 315. P. 509.
11. Голицын Г. С. // Изв. АН СССР. ФАО. 1982. Т. 46, № 1. С. 10.
12. Badulin S. I., Pushkarev A. N., Resio D., Zakharov V. E. // Nonl. Proc. Geophys. 2005. V. 12. P. 891.
13. Badulin S. I., Babanin A. V., Resio D., Zakharov V. E. // J. Fluid Mech. 2007. V. 591. P. 339.
14. Badulin S. I., Babanin A. V., Resio D., Zakharov V. E. // Proc. IUTAM Symposium held in Moscow, 25–30 August 2006. New York: Springer, 2008. V. 6. P. 175.
15. Gagnaire-Renou E., Benoit M., Badulin S. I. // J. Fluid Mech. 2011. V. 669. P. 178.
16. Zakharov V. E. // Procedia IUTAM. 2018. V. 26. IUTAM Symposium Wind Waves, 4–8 September 2017, London, P. 43.
17. Захаров В. Е., Бадудин С. И. // Докл. АН СССР. 2011. Т. 440, № 5. С. 691.
18. Zakharov V. E. // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1999. V. 18. P. 327.
19. Pushkarev A., Zakharov V. // Ocean Modelling. 2016. V. 103. P. 18.
20. Hasselmann K., Ross D. B., Müller P. // J. Phys. Oceanogr. 1976. V. 6. P. 200.
21. Toba Y. // J. Oceanogr. Soc. Japan. 1972. V. 28. P. 109.
22. Захаров В. Е., Заславский М. М. // Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 19, № 4. С. 406.
23. Abdalla S., Cavaleri L. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. C7. Art. no. 3080.
24. Snyder R. L., Dobson F. W., Elliot J. A., Long R. B. // J. Fluid Mech. 1981. V. 102. P. 1.
25. Plant W. J. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87, No. C3. P. 1961.
26. Stewart R. W. // Boundary-Layer Meteorol. 1974. V. 6. P. 151.
27. Donelan M. A., Pierson-jr. W. J. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, No. C5. P. 4971.
28. Hsiao S. V., Shemdin O. H. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, No. C14. P. 9841.
29. Захаров В. Е., Заславский М. М. // Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 19, № 3. С. 282.
30. Weber S. L. // J. Phys. Oceanogr. 1994. V. 24. P. 1388.

Поступила в редакцию 15 мая 2018 г.; принята в печать 26 сентября 2018 г.

## EVALUATION OF WIND WAVE GROWTH PARAMETERS BASING ON SPECTRAL FLUXES

*S. I. Badulin and V. V. Geogdzhaev*

We describe the main regimes of the wind wave dynamics, which correspond to the continuity of the fluxes of the wave pulse, energy, and action, on the basis of the wave turbulence theory. Basing on the experimental data about the wave growth, the energy flux into the large-scale region (backward cascade within the wave turbulence theory) is evaluated. The intensity of the forward energy cascade to the short-wave region is estimated basing on experimental parameterization of the wind wave frequency spectra, which corresponds to the Kolmogorov–Zakharov spectrum  $E(\omega) \propto \omega^{-4}$ . The obtained estimates show that intensity of the forward cascade exceeds that of the backward one by two orders of magnitude. An approximate solution for the forward energy cascade is found as a perturbation of the classical Zakharov–Zaslavsky solution for the backward cascade with a zero energy flux. The results are discussed in correlation with the development of spectral wind wave models.