

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СУШИ С АТМОСФЕРОЙ И ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПОСЛЕДСТВИЙ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

УДК 551.511.61

ПАРАМЕТР ШЕРОХОВАТОСТИ МЕЛКОВОДНЫХ ВОДОЕМОВ¹

© 2023 г. И. А. Репина^{a, b, c, *}, А. Ю. Артамонов^a, И. А. Капустин^d,
А. А. Мольков^d, В. М. Степаненко^{a, b, c, e}

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, 119017 Россия

^bНаучно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

^cМосковский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, 119991 Россия

^dИнститут прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

^eИнститут водных проблем РАН, Москва, 119333 Россия

*e-mail: repina@ifaran.ru

Поступила в редакцию 06.02.2023 г.

После доработки 06.02.2023 г.

Принята к публикации 20.03.2023 г.

По результатам измерений характеристик атмосферной турбулентности получены параметризации для расчета динамического параметра шероховатости и параметров шероховатости для температуры и влажности для мелкого замкнутого водоема. При средних скоростях ветра расчеты по формуле Чарнока соответствуют результатам наблюдений, при этом параметр Чарнока в три раза выше, чем в условиях открытого океана, и переход от вязкого механизма к волновому происходит при больших скоростях ветра, а параметр динамической шероховатости при тех же скоростях ветра больше. Параметры шероховатости для температуры и влажности при скорости ветра от 0.5 до 3 м/с не равны друг другу. Эмпирические коэффициенты в уравнениях, представляющих отношение динамической шероховатости к параметру шероховатости для температуры (влажности) от числа Рейнольдса, близки к полученным ранее для других замкнутых водоемов, что свидетельствует о едином механизме формирования процессов переноса в вязком подслое. Полученные параметризации могут быть использованы в моделях Земной системы и озерных моделях для расчета турбулентных потоков над водными объектами суши.

Ключевые слова: замкнутые водоемы, ветровое волнение, параметр динамической шероховатости, параметр шероховатости для температуры и влажности, параметр Чарнока.

DOI: 10.31857/S032105962360014X, **EDN:** KVMNHC

ВВЕДЕНИЕ

Обменные процессы на границе вода–воздух — ключевой фактор гидродинамических и экологических процессов в водных экосистемах, формирования погоды и климата, образования течений, поверхностных волн и турбулентного перемешивания, которое напрямую влияет на перенос примесей [51], характеристики стратификации [64], кислородный режим и газообмен [38]. Основные характеристики взаимодействия — вертикальные турбулентные потоки импульса, тепла и влаги

(явного и скрытого тепла). Знание о величинах этих потоков необходимо для численного прогноза погоды, моделирования Земной системы, интерпретации данных дистанционного зондирования и других геофизических приложений.

Недостаточное знание о структуре приводного слоя атмосферы и его обмене импульсом, теплом и влагой со взволнованной водной поверхностью при разных фоновых условиях является в настоящее время основным препятствием для правильного функционирования оперативных, глобальных и региональных моделей прогноза погоды и экспертных моделей изменения климата.

Перенос импульса между атмосферой и водной поверхностью во многом определяется параметрами шероховатости для импульса, температуры и влажности. Кроме того, на поток импульса влияют скорость ветра, атмосферная стратификация, размер, крутизна и фазовая скорость вет-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 21-17-00249, обработка и анализ экспериментальных данных; 18-77-10066, экспериментальные работы на Горьковском водохранилище), Минобрнауки России в рамках реализации программы Московского центра фундаментальной и прикладной математики (соглашение 075-15-2022-284, разработка параметризаций), частично в рамках Государственного задания ИВП РАН (тема FMWZ-2022-0001, экспериментальные работы).

ровых волн и зыби. Вопрос о свойствах параметров шероховатости поверхности мелководных акваторий остается во многом открытым, несмотря на многочисленные исследования. Особенно это касается небольших акваторий, где параметры ветрового волнения перестают зависеть от разгона и определяются направлением ветра и характеристиками топографии.

При численном моделировании пограничного слоя для расчетов осредненных потоков используются так называемые аэродинамические балк-формулы [24]:

$$\tau = \rho C_D U_z^2, \quad (1)$$

$$H = \rho c_p C_H U_z (T_s - T_z), \quad (2)$$

$$LH = L_s \rho C_E U_z (q_s - q_z), \quad (3)$$

где C_D , C_H , C_E — безразмерные коэффициенты обмена (коэффициент сопротивления, число Стентона и число Дальтона соответственно); c_p и ρ — теплоемкость и плотность воздуха, L_s — удельная теплота испарения, τ , H и LH — турбулентные потоки импульса, тепла и влаги соответственно; U_z , T_z и q_z — скорость ветра, температура и влажность на высоте z ; T_s и q_s — температура и влажность у поверхности. Коэффициенты обмена, как правило, относятся к стандартной высоте измерений $z = 10$ м и к условиям нейтральной стратификации.

Этот метод позволяет использовать данные стандартных метеорологических измерений, но основная трудность заключается в определении коэффициентов обмена.

Из уравнений теории подобия Монина—Обухова (ТПМО) [4] можно получить выражения:

$$C_D = \frac{\kappa}{\left[\ln \frac{z}{z_{0u}} - \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) + \Psi_m \left(\frac{z_{0u}}{L} \right) \right]}, \quad (4)$$

$$C_H = \alpha_T C_D \frac{\left[\ln z/z_{0u} - \Psi_u(z/L) + \Psi_u(z_{0u}/L) \right]}{\left[\ln z/z_{0T} - \Psi_T(z/L) + \Psi_T(z_{0T}/L) \right]}, \quad (5)$$

$$C_E = \alpha_q C_D \frac{\left[\ln z/z_{0u} - \Psi_u(z/L) + \Psi_u(z_{0u}/L) \right]}{\left[\ln z/z_{0q} - \Psi_T(z/L) + \Psi_q(z_{0q}/L) \right]}, \quad (6)$$

где $\alpha_T = K_T/K_m$ и $\alpha_q = K_q/K_m$ — отношения турбулентных коэффициентов теплопроводности и диффузии к вязкости, или обратные турбулентные числа Прандтля и Шмидта соответственно; z — высота измерений; z_{0u} — параметр динамической (или аэродинамической) шероховатости; z_{0T} и z_{0q} — параметры шероховатости для температуры и удельной влажности, т. е. высоты, на которых скорость ветра, температура и влажность достигают приземных значений, если экстраполировать профиль соответствующих метеорологических величин до поверхности. Интегральные

универсальные функции Ψ_a определяются так:

$\Psi_a = \int_0^{\zeta} \frac{1 - \phi_a(\zeta)}{\zeta} d\zeta$, $\phi_a(\zeta)$ — универсальные функции, описывающие профили метеовеличин, $\zeta = \frac{z}{L}$ — безразмерный параметр устойчивости,

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa \left(\frac{g}{T_0} \right) \left(\frac{H}{c_p \rho} \right)} - \text{масштаб Обухова.}$$

Параметризации для определения универсальных функций разработаны на основе многочисленных специализированных экспериментов при различных условиях стратификации [16, 23, 32, 53] и достаточно надежно описывают профили метеовеличин в условиях стационарности и однородного рельефа. Параметры шероховатости z_{0u} , z_{0T} и z_{0q} — не напрямую измеряемые физические величины. Их введение в формулы подобия позволяет избежать детального описания профилей скорости ветра и температуры в непосредственной близости к подстилающей поверхности, т. е. в вязком подслое. В ТПМО параметры шероховатости определяют взаимодействие вязкого подслоя, в котором перенос импульса и скалярных величин осуществляется силами молекулярной теплопроводности, диффузии и вязкости, с шероховатой поверхностью [14, 30]. В вязком подслое перенос импульса через поверхность осуществляется в основном за счет разности давлений на противоположных гранях элементов шероховатости, а перенос тепла — за счет молекулярной теплопроводности. Этот контраст приводит к разнице масштабов шероховатости для скорости ветра z_{0u} (динамическая шероховатость) и для скаляров (в частности температуры и влажности) [79]. Параметр динамической шероховатости различных поверхностей суши в развитом турбулентном течении определяется прежде всего размерами и формой элементов шероховатости [14, 30] (за исключением случая, когда высота элементов шероховатости сравнима с масштабом длины Обухова, например в условиях городской застройки [80]), т. е. может быть определен исходя из структуры поверхности. Параметры шероховатости для температуры и влажности более изменчивы и зависят от большего количества факторов, включая молекулярную вязкость и теплопроводность [6, 66].

В случае морской поверхности определение параметра динамической шероховатости усложняется тем, что состояние поверхности зависит от скорости ветра. Несмотря на многочисленные работы в этой области, до сих пор нет четкого понимания характера зависимости параметра динамической шероховатости и связанного с ним сопротивления водной поверхности от средней

скорости ветра, характера и возраста волнения, динамического и температурного состояния морской поверхности. Шероховатость водной поверхности вызывается движением соприкасающегося с ней слоя воздуха и поддерживается в основном за счет передачи потока импульса и энергии к поверхности. Мелкомасштабные шероховатости морской поверхности представляют собой сложную совокупность гравитационных волн и капиллярной ряби, происхождение и структура которых зависят не только от ветра, но и от течений, внутренних волн в море и атмосфере, глубины водоема, рельефа дна, воздействия движущихся и стационарных объектов, антропогенных поверхностных загрязнений и других факторов [21, 25].

Среди водных объектов с точки зрения их воздействия на климатическую систему особый интерес вызывают внутренние водоемы — озера и водохранилища [19, 56]. Поверхность озер отличается от поверхности окружающего ландшафта небольшим альбедо, значительно меньшей шероховатостью, высокой теплопроводностью и большой теплоемкостью: следовательно, они влияют на процессы в пограничном слое атмосферы, на локальную циркуляцию атмосферы и тепловой и водный баланс регионального масштаба [31, 46], что необходимо учитывать при региональном и климатическом моделировании.

Но в большинстве моделей озер схемы параметризации процессов обмена по-прежнему основаны на океанских данных [33, 47, 68, 79]. Из-за различий в процессах волнообразования в океане и озере, связанных с глубиной водоема и ограниченным разбегом волн, этот подход может привести к значимым ошибкам [62]. Так, установлено, что поверхность озера может быть аэродинамически более шероховатой, чем открытый океан, при одинаковой скорости ветра; использование океанских параметризаций может привести к ошибке годовой оценки испарения над озером на 40% [44]. Поэтому необходимо обратить внимание на параметризацию коэффициентов обмена и показателей шероховатости для озерных моделей. Работы в этом направлении проводились и ранее [13, 34, 35, 52, 67], но вопрос о свойствах параметра шероховатости поверхности мелководных акваторий, в частности озер, остается во многом открытым.

Основным критерием для определения ветрового волнения на мелководье выбирается параметр $H \leq \lambda/2$ (H — глубина водоема, а λ — характерная длина волн) [2]. Для условий глубокой воды наибольшее сопротивление ветру оказывают высокочастотные составляющие спектра морского волнения, поскольку их фазовые скорости намного меньше фазовых скоростей составляющих в окрестности спектрального максимума волн ω_0 , следовательно — и скорости воздушного потока.

Длинные и пологие волны, соответствующие максимуму спектра морского волнения и имеющие фазовые скорости, близкие к скорости ветра, не оказывают заметного тангенциального сопротивления воздушному потоку, но могут вносить волновое сопротивление. Волны на мелководье имеют сравнительно небольшие фазовые скорости из-за ограничивающего влияния глубины водоема при относительно большой крутизне, которая связана с нелинейными взаимодействиями длинных и коротких волн. По этой причине вклад составляющих волнового спектра в общее сопротивление водной поверхности вблизи максимума спектра с частотой ω_0 оказывается соизмеримым с вкладом высокочастотных составляющих и даже преобладающим. Этот эффект усиливается с уменьшением глубины водоема, т. е. значения параметра динамической шероховатости растут с увеличением скорости ветра или с уменьшением глубины. Кроме того, на небольших озерах происходят несинхронные взаимодействия между изменениями характеристик поверхностного волнения и поля скорости ветра. Важное различие формирования волн в озере и океане — короткий разгон. В результате, волновое поле характеризуется молодыми и высокочастотными волнами, а измеренные значения возраста волн превышают литературные данные. Следовательно, оценки, полученные в открытом океане и даже в мелководных прибрежных зонах, неприменимы для параметризации процессов обмена в условиях внутренних водоемов.

Также не учитывается тот факт, что условия слабых ветров более типичны для внутренних водоемов, чем для открытого океана [77], а в этом случае на параметры шероховатости влияют неоднородности поверхностного натяжения и мелкомасштабные капиллярные волны [48, 75].

С учетом того, что чувствительность определения турбулентных потоков на границе атмосфера — водная поверхность к выбору схемы определения параметров шероховатости велика [74], необходима разработка надежных схем расчета этих параметров, в том числе для мелководных водоемов.

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ШЕРОХОВАТОСТИ

Согласно ТПМО, параметры шероховатости z_{0u} , z_{0T} и z_{0q} определяются как высоты, на которых профили соответствующих метеопараметров равны нулю.

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0u}} \right) - \Psi_u \left(\frac{z}{L} \right) + \Psi_u \left(\frac{z_{0u}}{L} \right) \right]. \quad (7)$$

Для температуры (и аналогично для влажности)

$$T = T_s + \frac{T_*}{\kappa_T} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0T}} \right) - \Psi_T \left(\frac{z}{L} \right) + \Psi_T \left(\frac{z_{0T}}{L} \right) \right], \quad (8)$$

$T_* = \frac{H}{u_*}$, T_s – температура поверхности или аэро-

динамическая температура (температура воздуха на высоте шероховатости).

Из формул (4)–(6) и (7), (8) параметры шероховатости определяются так:

$$z_{0u} = z \exp \left\{ - \left[\frac{\kappa}{\sqrt{C_D}} + \Psi_m \left(\frac{z}{L} \right) - \Psi_m \left(\frac{z_0}{L} \right) \right] \right\}, \quad (9)$$

$$z_{0T} = z \exp \left\{ - \left[\frac{\kappa \sqrt{C_D}}{C_H} + \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) - \Psi_h \left(\frac{z_0}{L} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$z_{0q} = z \exp \left\{ - \left[\frac{\kappa \sqrt{C_D}}{C_E} + \Psi_h \left(\frac{z}{L} \right) - \Psi_h \left(\frac{z_0}{L} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

В данной работе используются универсальные функции в следующем виде [16, 23, 27, 32, 36]:

неустойчивая стратификация $\zeta < -0.05$:

$$\Psi_u = \frac{\Psi_{\text{kansas}} + \zeta^2 \Psi_{\text{conv}}}{1 + \zeta^2}, \quad (12)$$

$$\Psi_{\text{kansas}} = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctg x + \frac{\pi}{2}, \quad (13)$$

$$\Psi_{\text{conv}} = \frac{3}{2} \ln \left(\frac{y^2 + y + 1}{3} \right) - \sqrt{3} \arctg \frac{2y+1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{\sqrt{3}}, \quad (14)$$

$$x = (1 - 19.3\zeta)^{1/4}, \quad y = (1 - 13\zeta)^{1/3},$$

$$\Psi_T(\zeta) = 2 \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right), \quad x = 0.95(1 - 11.6\zeta)^{1/2}; \quad (15)$$

нейтральная стратификация: $-0.05 < \zeta < 0.05$:

$$\Psi_u(\zeta) = 0, \quad C_{Dn} = C_D; \quad (16)$$

устойчивая стратификация $\zeta > 0.05$:

$$\Psi_u(\zeta) = -6\zeta, \quad \Psi_T(\zeta) = -7.8\zeta. \quad (17)$$

Для определения коэффициентов обмена и масштаба Обухова (параметра устойчивости) в этом методе необходимы прямые пульсационные измерения характеристик атмосферной турбулентности. Несмотря на то, что при расчетах используются эмпирические универсальные функции, данный метод – единственный прямой способ определения параметра шероховатости.

При наличии профильных измерений для расчета параметра динамической шероховатости возможно использование формулы для определения логарифмического профиля ветра при ней-

тральной стратификации $u = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0u}} \right) \right]$. В этом случае z_{0u} легко определить по измерениям на двух уровнях:

$$\ln z_{0u} = \frac{\ln z_2 - \frac{u_2}{u_1} \ln z_1}{1 - \frac{u_2}{u_1}}, \quad (18)$$

z_1 и z_2 – верхний и нижний уровни, на которых измеряются скорости ветра u_1 и u_2 .

Если учитывать тот факт, что при взаимодействии атмосферы с шероховатой поверхностью существует глубина смещения (“displacement”) D , на которую смещается атмосферный поток по вертикали [80], формулы для логарифмического профиля ветра и (18) должны быть переписаны в виде:

$$\frac{U_z}{u_*} = \kappa^{-2} \ln \left(\frac{z-D}{z_{0u}} \right), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} z_{0u} &= (z-D) \exp \left(\frac{-\kappa U_z}{u_*} \right) = \\ &= (z_2 - z_1) / \left[\exp \left(\frac{-\kappa u_2}{u_*} \right) - \exp \left(\frac{-\kappa u_1}{u_*} \right) \right], \quad (20) \\ D &= z_1 - \frac{z_2 - z_1}{\exp \left(\frac{-\kappa(u_2 - u_1)}{u_*} \right) - 1}. \end{aligned}$$

Формула (20) требует дополнительной информации о динамической скорости. Но глубина вытеснения D водной поверхности незначительна, особенно при слабых и умеренных ветрах, и ее можно не учитывать.

Вычисление параметра шероховатости из формулы (18) в реальных условиях может приводить к ошибкам из-за несоответствия реального профиля скорости ветра логарифмическому закону при стратификации атмосферы, отличной от нейтральной. Использование профильного метода правомерно, если брать невысокие уровни измерений метеопараметров, применим он только для неподвижных оснований и требует измерений скорости ветра односторонними датчиками с высокой точностью. Значения z_{0u} , полученные таким образом из логарифмического профиля, построенного по данным $u(z)$ на двух уровнях, различаются несущественно даже при сильно устойчивой и сильно неустойчивой стратификации, если измерения выполнены на уровнях над поверхностью до ~ 5 м [42]. Поправки на стратификацию за счет функций $\Psi_u(\zeta)$ и $\Psi_T(\zeta)$ также малы при

сильных ветрах, когда $L \rightarrow \pm\infty$ и $\Psi_u(\zeta)$, $\Psi_T(\zeta) \rightarrow 0$.

За последние несколько десятилетий разработаны разные схемы параметризации параметра шероховатости водных поверхностей [25, 45, 57, 68], в том числе учитывающие стратификацию атмосферы [79].

В моделях взаимодействия атмосферы и океана для параметризации условий шероховатости на границе вода–воздух, как правило, используется формула Чарнока [18]:

$$z_{0u} = a \frac{u_*^2}{g}, \quad (21)$$

где a — эмпирический коэффициент, называемый параметром Чарнока. Экспериментальные данные [12] показали, что в зависимости от условий значения коэффициента Чарнока могут различаться более чем на порядок и существенно зависят от характеристик поверхностного волнения и глубины водоема. Предпринимались различные попытки связать параметр шероховатости с параметрами морского волнения. На основании многочисленных лабораторных и натурных экспериментов, а также теоретических расчетов в качестве параметра, определяющего шероховатость морской поверхности, выбран возраст волн,

определяемый как $\left(\frac{c_{ph}}{u_*}\right)$ или $\left(\frac{c_{ph}}{u_z}\right)$, c_{ph} — фазовая скорость волн. В качестве дополнительных параметров используются частота спектрального пика ветрового волнения [63], высота волн.

В ряде работ [22, 26, 39, 40, 49, 58] предложена обобщающая формула зависимости коэффициента шероховатости от параметра возраста волн в следующем виде:

$$\frac{gz_{0u}}{u_*^2} = f\left(\frac{c_{ph}}{u_*}\right). \quad (22)$$

Для предельного развития волн на мелководных водоемах, когда характеристики поверхностной шероховатости перестают зависеть от разгона, а также при трансформации волн, приходящих со стороны открытого моря (большие разгоны), используется уравнение [5]

$$\frac{gz_{0u}}{u_*^2} = f\left(\frac{gh}{u_*^2}\right), \quad (23)$$

где h — глубина водоема. Из соображений размерности зависимость (23) можно аппроксимировать формулой

$$z_{0m} = m \frac{u_*^4}{g^2 h}. \quad (24)$$

Значение коэффициента m выбирается исходя из тех условий, что при развитом волнении и глу-

боком море параметр Чарнока $a = \frac{gz_{0u}}{u_*^2} \rightarrow 0.011$,

он меняется от 25 до 50 в зависимости от глубины водоема и близости берега. Как показывают данные измерений, этот подход применим для прибрежных зон, но не всегда подходит для замкнутых внутренних водоемов.

Для океанической поверхности, как и предположил в своих теоретических исследованиях Чарнок, параметр a имеет порядок 10^{-2} ([17, 18], $a = 0.0123$). Это подтверждено и более поздними исследованиями (в [57] $a = 0.011$). Для случая мелководных водоемов, согласно [7], значения параметра Чарнока могут существенно отличаться от значений для океана. Например, более высокие значения a найдены в работах [29] ($a = 0.0144$), [76] ($a = 0.018$) и [55] (на порядок выше — $a = 0.110$). В ряде публикаций для озер и прибрежных зон обосновано значение $a = 0.03$ [12, 29, 59, 70].

При слабых ветрах водная поверхность может быть представлена как гладкая твердая стенка, которую вязкий подслои отделяет от пристеночного потока. Преобладание вязкого механизма формирования параметра шероховатости морской поверхности наблюдается при скоростях ветра < 5 м/с. Поэтому в схемах параметризации аэродинамической шероховатости обычно рассматриваются две ситуации: течение, связанное с напряжением ветра [18, 57], и течение, связанное с вязкостью.

С учетом вязкости формулу Чарнока можно переписать в виде:

$$z_{0u} = c \frac{\nu}{u_*} + a \frac{u_*^2}{g}, \quad (25)$$

где ν — кинематическая вязкость воздуха ($\text{м}^2/\text{с}$), величина которой составляет $\sim 1.5 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ для атмосферы на уровне моря. Параметр c связан с числом Рейнольдса Re и в океанических условиях принимается равным 0.11, а для озер может увеличиваться до 0.54 [72].

Для оценки параметров шероховатости для температуры и влажности применяется подход, впервые предложенный С.С. Зилитинкевичем [1], где параметризуется их зависимость от Re и параметра динамической шероховатости. В общем виде эта зависимость выражается в виде:

$$\ln \frac{z_{0u}}{z_{0T,q}} = a Re^n + b, \quad Re = \frac{z_{0u} u_*}{\nu}. \quad (26)$$

Коэффициенты a и b зависят от типа поверхности и определяются по данным измерений, показатель степени n соответствует различным упрощениям в уравнениях переноса-диффузии

скалярной величины (температуры, влажности) в вязком подслое [43]. В различных параметризациях используются значения $n = 1; 0.5; 0.25$ [66]. Формула (26) может быть записана в виде [62]:

$$\ln \frac{z_{0u}}{z_{0T}} = \frac{\kappa}{Pr} (a Re^n + b), \quad \ln \frac{z_{0u}}{z_{0q}} = \frac{\kappa}{Sc} (a Re^n + b), \quad (27)$$

где κ постоянная Кармана, $Pr = 0.71$ — молекулярное число Прандтля для воздуха, $Sc = 0.66$ молекулярное число Шмидта для водяного пара.

Обзоры параметризаций параметров шероховатости для различных поверхностей можно найти в работах [6, 14]. Для морской поверхности используется параметризация, предложенная в работе С.С. Зилитинкевича [79]. Для озер параметризации параметров шероховатости проверены в работах [20, 59, 62, 67, 71]. Но в озерных моделях, как и прежде, в основном используются параметризации, разработанные для открытого моря.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ

Для анализа параметризаций параметра шероховатости использованы данные измерений характеристик атмосферной турбулентности на оз. Большой Виллой [61], Можайском и Горьковском водохранилищах. Средняя глубина оз. Большой Виллой — 4 м, Можайского и Горьковского водохранилищ — 20 м. На озере и Можайском водохранилище измерительный комплекс располагался на достаточном удалении от берегов на закоренном плавучем основании. На Горьковском водохранилище для измерений использовался катамаран “Геофизик” [3]. Направление ветра во время измерений обеспечивало достаточную длину разгона волн и позволило не учитывать влияние берегов. Определение параметров шероховатости проводилось по формулам (9)–(11), где использовались значения коэффициентов обмена, динамической скорости u_* , потоков тепла и влаги

и параметра устойчивости $\zeta = \frac{z}{L}$. В формулах (24)

и (25) значения u_* также брались измеренные. Измерения проводились в летний период 2015 г. на Большом Виллоу, в 2017 г. на Можайском водохранилище и в 2016–2018 гг. на Горьковском.

Измерительный комплекс состоял из акустического анемометра (марка “WindMaster 3D”, производство “Gill Instruments”) и инфракрасного газоанализатора CO_2/H_2O открытого типа (марка “LI 7500”, производство “LI-COR, Inc.”). На оз. Большой Виллой газоанализатор не использовался — определялись только параметр динамической шероховатости и параметр шероховатости для температуры. Данные акустического

анемометра синхронизировались с данными газоанализатора и использовались для вычисления турбулентных потоков тепла, импульса и метана. Для вычисления потоков использовался метод турбулентных пульсаций (“Eddy-covariance”) [15].

Согласно этому методу, потоки вычисляются по ковариациям между измеряемыми пульсациями метеопараметров и концентраций газов:

$$\tau = \rho_0 u_*^2 = -\rho_0 [\overline{iu'w'} + \overline{ju'w'}], \quad (28)$$

$$H = c_p \rho_0 \overline{w'T'}, \quad (29)$$

$$LH = L_s \rho C_E \overline{w'q'}. \quad (30)$$

Обозначения соответствуют обозначениям в формулах (1)–(3); u' , v' , w' — пульсации трех компонент скорости ветра: продольной, поперечной и вертикальной соответственно; T' — пульсации температуры; q' — пульсации влажности. При вычислении потоков использовались спектральная коррекция [50], коррекция флуктуаций плотности [73], коррекция акустической температуры [65], коррекция наклона анемометра, а также статистические тесты [69]. Для контроля качества данных были применены методы, предложенные в [28]. Футпринт (область формирования потока на поверхности) оценивался на основе аналитической модели [41]. Был взят период осреднения 20 мин.

Но даже при всех коррекциях данные о турбулентных потоках обычно имеют большой случайный разброс. И, соответственно, получаемые по формулам (9)–(11) параметры шероховатости тоже имеют сильный разброс. Единственный способ преодолеть этот разброс — использовать дополнительные коррекции [9–11, 78]. При отборе данных использовались ограничения по скорости ветра $u_* > 0.05$ м/с, по значениям потоков $|H, LH| \geq 10$ Вт/м². Использовались только данные, соответствующие области формирования потоков над водной поверхностью. При дополнительной проверке данные отбраковывались, если они соответствовали следующим критериям [44]:

$$z_{0u}, z_{0T}, z_{0q} \geq 0.3 \text{ м}, \quad (31)$$

$$z_{0u} \leq 10^{-8} \text{ м}, \quad (32)$$

$$z_{0T}, z_{0q} \leq 10^{-7} \text{ м}. \quad (33)$$

Критерий (31) применялся соответственно предположению, что масштаб шероховатости не превышает одной десятой высоты наблюдения (максимум 3.0 м в данном исследовании). Критерии (32), (33) взяты с учетом переноса тепла и влаги в вязком подслое [60]. Предполагается, что при масштабах, меньших этого уровня, поверхностный обмен теплом и влагой не может происходить [8, 11].

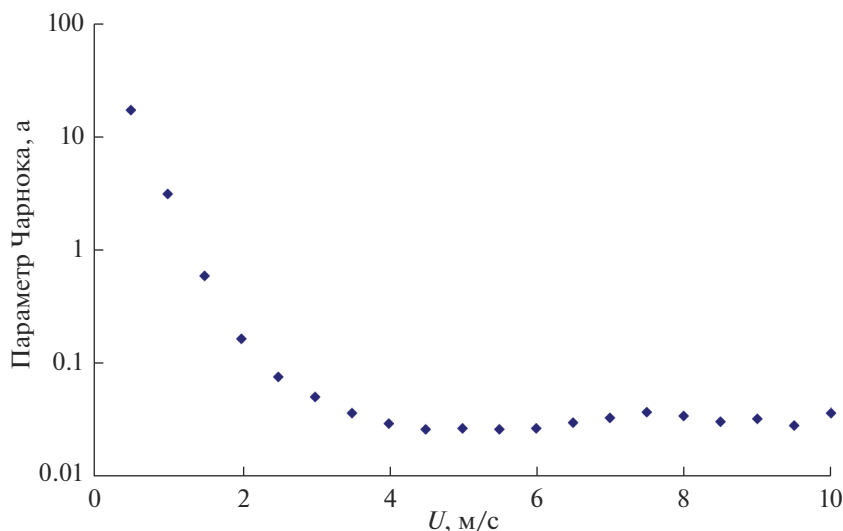


Рис. 1. Зависимость параметра Чарнока (21), полученного из измерений на мелководных акваториях, от скорости ветра U .

В результате фильтраций для анализа было отобрано 645 значений параметра динамической шероховатости, 572 значения параметра шероховатости для температуры и 489 для влажности.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 показан полученный из измерений (формулы (9), (21)) параметр Чарнока. Для скоростей ветра >5 м/с Параметр Чарнока равен 0.03, что согласуется с предыдущими данными [71]. Измерения подтверждают преобладание вязкого механизма формирования шероховатости при ветрах <4 м/с, когда расчет по формуле (21) некорректен и необходим учет эффектов вязкости. Большой разброс экспериментальных данных о параметре шероховатости при слабых ветрах может быть связан со стратификацией, нестационарностью поля ветра, влиянием направления и малыми скоростями ветра [54].

На рис. 2 показано сравнение параметров динамической шероховатости, полученных по формулам (9), (25) ($c = 0.11$, $a = 0.03$), (24) ($m = 25$). При средних скоростях ветра расчеты по формуле Чарнока совпадают с результатами наблюдений. Завышенные результаты расчетов по формуле (24), вероятно, связаны с тем, что данная параметризация проводилась для прибрежных районов при трансформации волн, приходящих со стороны открытого моря. Значения параметра шероховатости при отсутствии ветра $z_0 = 0.001$ м соответствуют данным модельных расчетов для режима свободной конвекции в работе [37]. В целом, параметр динамической шероховатости меняется от 0.00007 до 0.0009 м.

Параметры шероховатости для импульса, тепла и влаги при средних ветрах в среднем составляли 0.0006, 0.000073 и 0.000069 м соответственно. На рис. 3а показана зависимость параметров шероховатости для температуры и импульса от скорости ветра. Следует заметить, что при малых ветрах параметры шероховатости для температуры и влажности не равны (рис. 3б). Соотношение масштабов шероховатости для температуры и для влаги намного больше единицы для слабого ветра и уменьшается до значений, близких к единице, для ветра выше порогового значения ~ 3.0 м/с. Более эффективный перенос явного тепла, чем скрытого, при слабых ветрах $z_{0H} > z_{0T}$ вызван тем, что в формировании потока плавучести большую роль играет термический поток.

Полученные из измерений авторами данного исследования параметризации выглядят следующим образом:

$$z_{0u} = \max \left(0.03 \frac{u_*^2}{g}, \frac{0.135v}{u_*} \right), \quad (34)$$

$$z_{0t} = z_0 \{-0.56(4\sqrt{\text{Re}} - 3.4)\}, \quad (35)$$

$$z_{0h} = z_0 \{-0.6(4\sqrt{\text{Re}} - 3.6)\}. \quad (36)$$

Коэффициенты в формулах (34)–(36) близки к полученным ранее коэффициентам [62], что свидетельствует о проявлении единого механизма процессов переноса в вязком подслое замкнутых водоемов.

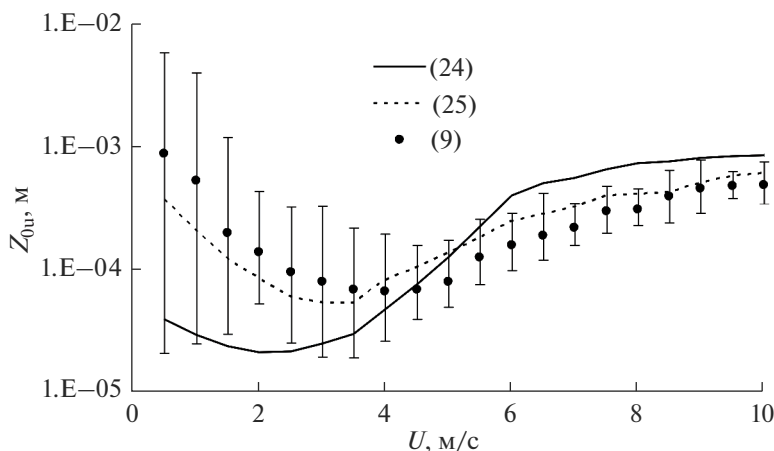


Рис. 2. Параметр динамической шероховатости, определенный по формулам (9), (24) и (25) в зависимости от скорости ветра U .

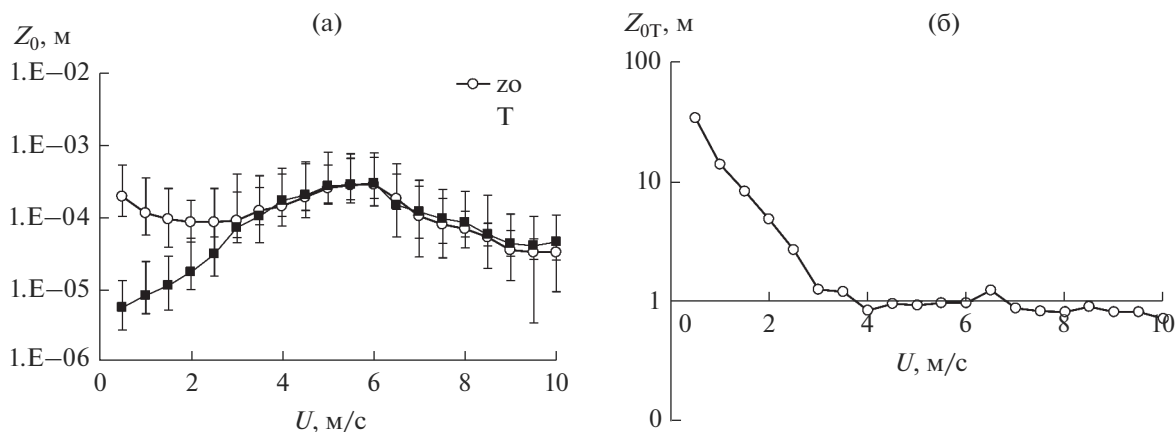


Рис. 3. Зависимость от скорости ветра параметров шероховатости для температуры и влажности, определенных по формулам (10) и (11) — (а); отношение параметра шероховатости для температуры к параметру шероховатости для влажности в зависимости от скорости ветра U — (б).

ВЫВОДЫ

В настоящем исследовании параметров шероховатости мелководных водоемов использованы данные пульсационных наблюдений на различных акваториях. Результаты показали возможность использования формулы Чарнока для расчета параметра динамической шероховатости для мелководных замкнутых водоемов. При средних скоростях ветра результаты расчетов по формуле Чарнока совпадают с результатами наблюдений, при этом параметр Чарнока в три раза выше, чем для условий открытого океана. При слабых ветрах шероховатость создается поверхностным натяжением или мелкомасштабными капиллярными волнами и соотношение Чарнока в виде (21) неприменимо, так как влияние гравитационных волн уменьшается. Причем переход от вязкого механизма к волновому происходит при больших скоростях ветра, чем в океане. При средних вет-

рах в озере динамическая шероховатость больше, чем в открытом океане. Связано это, видимо, с тем, что в озере волны не достигают больших возрастов и сохраняют параметры молодых волн и при усилении ветра.

Параметры шероховатости для температуры и влажности при скорости ветра < 3 м/с не равны. Более эффективный перенос явного тепла, чем скрытого, при слабых ветрах обусловлен тем, что в формировании потока плавучести большую роль играет термический поток. Числовые коэффициенты в зависимостях отношения динамической шероховатости к параметру шероховатости для температуры (влажности) от числа Рейнольдса близки к полученным ранее значениям для других замкнутых водоемов, что свидетельствует о едином механизме формирования процессов переноса в вязком подслое. Полученные параметризации могут быть использованы в климати-

ческих и озерных моделях для расчета турбулентных потоков над водными объектами суши.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы / Под ред. А.С. Мониной. Л.: Гидрометиздат, 1970. 292 с.
2. Кривицкий С.В., Стекалов С.С. О параметре шероховатости поверхности мелководных водоемов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24. № 1. С. 103–106.
3. Мольков А.А., Капустин И.А., Ермаков С.А., Сергеевская И.А., Шомина О.В., Лазарева Т.Н., Лещев Г.В. Гидрофизическая лаборатория ИПФ РАН “Геофизик” как эффективный инструмент лимнологического мониторинга // Научные проблемы оздоровления российских рек и пути их решения. 2019. С. 214–218.
4. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофиз. инст. АН СССР. 1954. № 24 (151). С. 163–187.
5. Репина И.А. Исследование динамических характеристик и температурного режима вод поверхности в Каспийском море // Метеорология и Гидрология. 2000. № 10. С. 15–27.
6. Степаненко В.М., Репина И.А., Федосов В.Э., Зилитинкевич С.С., Лысков В.Н. Обзор методов параметризации теплообмена в моховом покрове для моделей Земной системы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 2. С. 127–138.
7. Ancil F., Donelan M. Air-water momentum flux observations over shoaling waves // J. Phys. Oceanogr. 1996. V. 26. P. 1344–1354.
8. Andreas E.L., Emanuel K.A. Effects of sea spray on tropical cyclone intensity // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58 (24). P. 3741–3751.
9. Andreas E.L., Horst T.W., Grachev A.A., Persson P.O.G., Fairall C.W., Guest P.S., Jordan R.E. Parametrizing turbulent exchange over summer sea ice and the marginal ice zone // Quarterly J. Royal Meteorol. Soc. 2010. V. 136 (649). P. 927–943.
10. Andreas E.L., Jordan R.E., Makshtas A.P. Parameterizing turbulent exchange over sea ice: the ice station Weddell results // Bound. Layer Meteorol. 2005. V. 114 (2). P. 439–460.
11. Andreas E.L., Persson P.O.G., Grachev A.A., Jordan R.E., Horst T.W., Guest P.S., Fairall C.W. Parameterizing turbulent exchange over sea ice in winter // J. Hydrometeorol. 2010. V. 11 (1). P. 87–104.
12. Artamonov A.Yu., Buchnev I.A., Repina I.A., Skirta A.Yu., Smirnov A.S., Tolpygin L.I. Turbulent Fluxes of Heat and Momentum and Statistical Characteristics of Turbulence in the Near-Surface Air in Near-Shore and Deep-Water Zones of the Black Sea // Oceanology. 2005. V. 45. Suppl. 1. P. S27–S38.
13. Ataktürk S.S., Katsaros K.B. Wind stress and surface waves observed on Lake Washington // J. Phys. Oceanogr. 1999. V. 29 (4). P. 633–650.
14. Brutsaert W. Evaporation into the atmosphere: theory, history and applications. Dordrecht: Springer Sci. Business Media, 2013. 237 p.
15. Burba G. Eddy Covariance Method for Scientific, Industrial, Agricultural and Regulatory Applications: a Field Book on Measuring Ecosystem Gas Exchange and Areal Emission Rates. Lincoln: LI-COR Biosci., 2013. 331 p.
16. Businger J.A., Wyngaard J.C., Bradley E.F. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28. P. 181–189.
17. Charnock H. A note on empirical wind-wave formulae // Quarterly J. Royal Meteorol. Soc. 1958. V. 84. P. 443–447.
18. Charnock H. Wind stress on water surface // Quarterly J. Royal Meteorol. Soc. 1955. V. 81. P. 639–640.
19. Diallo I., Giorgi F., Stordal F. Influence of Lake Malawi on regional climate from a double-nested regional climate model experiment // Climate Dynamics. 2018. V. 50 (9–10). P. 3397–3411.
20. Dias N.L., Vissotto D. The effect of temperature-humidity similarity on Bowen ratios, dimensionless standard deviations, and mass transfer coefficients over a lake // Hydrol. Process. 2017. V. 31. P. 256–269.
21. Donelan M.A., Haus B.K., Reul N., Plant W.J., Stiassnie M., Graber H.C., Brown O.B., Saltzman E.S. On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L18306.
22. Drennan W.M., Graber H.C., Hauser D., Quentin C. On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 8062.
23. Dyer A.J. A review of flux-profile relationships // Boundary-Layer Meteorol. 1974. V. 7. P. 363–372.
24. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B. Bulk parameterization of air–sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm // J. Climate. 2003. V. 16. № 4. P. 571–591.
25. Fairall C.W., Bradley E.F., Rogers D.P., Edson J.B., Young G.S. Bulk parameterization of air–sea fluxes for tropical ocean–global atmosphere coupled–ocean atmosphere response experiment // J. Geophys. Res.: Oceans. 1996. V. 101 (C2). P. 3747–3764.
26. Fisher A.W., Sanford L.P., Suttles S.E. Wind Stress Dynamics in Chesapeake Bay: Spatiotemporal Variability and Wave Dependence in a Fetch-Limited Environment // J. Phys. Oceanogr. 2015. V. 45. P. 2679–2696.
27. Foken T. 50 years of the Monin-Obukhov similarity theory // Bound. Layer Meteorol. 2006. V. 119. P. 431–447.
28. Foken T., Göckede M., Mauder M. Post-field data quality control. Handbook of micrometeorology // Handbook of Micrometeorology: A Guide for Surface Flux Measurement and Analysis / Eds X. Lee, W.J. Massman, B. Law. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004. P. 181–208.
29. Garratt J. Review of drag coefficients over oceans and continents // Mon. Wea. Rev. 1977. V. 105. P. 915–929.
30. Garratt J.R. The Atmospheric Boundary Layer. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1997. 316 p.
31. Gerken T., Biermann T., Babel W., Herzog M., Ma Y., Foken T., Graf H.-F. A modelling investigation into

- lake-breeze development and convection triggering in the Nam Co Lake basin, Tibetan Plateau // *Theor. Appl. Climatol.* 2014. V. 117 (1–2). P. 149–167.
32. Grachev A.A., Bariteau L., Fairall C.W., Hare J.E., Helmig D., Hueber J., Lang E.K. Turbulent fluxes and transfer of trace gases from shipbased measurements during TexAQS 2006 // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. D13110.
 33. Grachev A.A., Fairall C.W., Larsen S.E. On the determination of the neutral drag coefficient in the convective boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 1998. V. 86. P. 257–278.
 34. Heikinheimo M., Kangas M., Tourula T., Venäläinen A., Tattari S. Momentum and heat fluxes over lakes Tämnen and Råksjö determined by the bulk-aerodynamic and eddy-correlation methods // *Agr. Forest Meteorol.* 1999. V. 98. P. 521–534.
 35. Hicks B.B. Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes // *Bound. Layer Meteorol.* 1972. V. 3 (2). P. 201–213.
 36. Höglström U. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re-evaluation // *Bound. Layer Meteorol.* 1988. V. 42. P. 55–78.
 37. Huang C.H. Modification of the Charnock Wind Stress Formula to Include the Effects of Free Convection and Swell // *Advanced Methods for Practical Applications in Fluid Mechanics* / Ed. J. Steven. London: InTech, 2012. P. 47–69.
 38. Istvánovics V., Honti M. Coupled simulation of high frequency dynamics of dissolved oxygen and chlorophyll widens the scope of lake metabolism studies // *Limnol. Oceanogr.* 2018. V. 63. P. 72–90.
 39. Johnson H.K., Højstrup J., Vested H.J., Larsen S.E. On the dependence of sea surface roughness on wind waves // *J. Phys. Oceanogr.* 1998. V. 28. P. 1702–1716.
 40. Kitaigorodskii S.S., Volkov Yu.A., Grachev A.A. A note on the analogy between momentum transfer across a rough solid surface and the air-sea interface // *Boundary-Layer Meteorol.* 1995. V. 74. P. 1–17.
 41. Kormann R., Meixner F.X. An Analytical Footprint Model For Non-Neutral Stratification // *Boundary-Layer Meteorol.* 2001. V. 99 (2). P. 207–224.
 42. Langleben M.P. A study of the roughness parameters of sea ice from wind profiles // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. № 30. P. 5935–5944.
 43. Li D., Rigden A., Salvucci G., Liu H. Reconciling the Reynolds number dependence of scalar roughness length and laminar resistance // *Geophys. Res. Lett.* 2017. V. 44. № 7. P. 3193–3200.
 44. Li Z., Lyu S., Zhao L., Wen L., Ao Y., Wang S. Turbulent transfer coefficient and roughness length in a high-altitude lake, Tibetan Plateau // *Theoretical Applied Climatol.* 2016. V. 124. № 3. P. 723–735.
 45. Liu W.T., Katsaros K.B., Businger J.A. Bulk parameterization of air-sea exchange of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface // *J. Atmos. Sci.* 1979. V. 36. P. 1722–1735.
 46. Long Z., Perrie W., Gyakum J., Caya D., Laprise R. Northern lake impacts on local seasonal climate // *J. Hydrometeorol.* 2007. V. 8 (4). P. 881–896.
 47. Mahrt L., Vickers D., Frederickson P., Davidson K., Smedman A.S. Sea-surface aerodynamic roughness // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (C6). P. 3171.
 48. Mahrt L., Vickers D., Sun J., Jensen N.O., Jørgensen H., Pardyjak E., Fernando H. Determination of the surface drag coefficient // *Bound. Layer Meteorol.* 2000. V. 99 (2). P. 249–276.
 49. Moat B.I., Yelland M.J., Pascal R.W. Quantifying the airflow distortion over merchant ships. Part 1: Validation of a CFD model // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2006. V. 23. P. 341–350.
 50. Moncrieff J.B., Clement R., Finnigan J., Meyers T. Averaging detrending and filtering of eddy covariance time series // *Handbook of Micrometeorology: A Guide for Surface Flux Measurements* / Eds X. Lee, W.J. Massman, B.E. Law. Dordrecht: Kluwer Acad., 2004. P. 7–31.
 51. Olabarrieta M., Warner J.C., Armstrong B., Zambon J.B., He R. Ocean-atmosphere dynamics during Hurricane Ida and Nor'Ida: An application of the coupled ocean-atmosphere-wave sediment transport (COAWST) modeling system // *Ocean Model.* 2012. V. 43–44. P. 112–137.
 52. Panin G.N., Nasonov A.E., Foken T., Lohse H. On the parameterisation of evaporation and sensible heat exchange for shallow lakes // *Theor. Appl. Climatol.* 2006. P. 85 (3–4). P. 123–129.
 53. Paulson C.A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer // *J. Appl. Meteorol.* 1970. V. 9. P. 857–861.
 54. Repina I., Artamonov A., Chukharev A., Esau I., Goryachkin Y., Kuzmin A., Pospelov M., Sadovsky I., Smirnov M. Air-sea interaction under low and moderate winds in the black sea coastal // *Estonian J. Engineering.* 2012. V. 18. № 2. P. 89–101.
 55. Shabani B., Nielsen P., Baldock T. Direct measurements of wind stress over the surf zone // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 2949–2973.
 56. Sharma A., Hamlet A.F., Fernando H.J.S., Catlett C.E., Horton D.E., Kotamarthi V.R. et al. The need for an integrated land-lake-atmosphere modeling system, exemplified by North America's Great Lakes region // *Earth's Future.* 2018. V. 6. P. 1366–1379.
 57. Smith S. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature // *J. Geophys. Res.-Oceans.* 1988. V. 93 (C12). P. 15467–15472.
 58. Smith S.D., Anderson R.J., Oost W.A., Kraan C., Maat N., De Cosmo J., Katsaros K.B., Davidson K.L., Bumke K., Hasse L., Chadwick H.M. Wind Stress and Drag Coefficients // *Bound.-Lay. Meteorol.* 1992. V. 60. P. 109–142.
 59. Solheid B., Dias N., Armani F., Junior D.V. Evaluation of alternatives for parameterization of momentum and water vapor roughness lengths in lakes // *Revista Internacional de Métodos Numéricos para Cálculo y Diseño en Ingeniería.* 2020. V. 36. № 2. P. 1–11.
 60. Soloviev A., Lukas R. The near-surface layer of the ocean: structure, dynamics and applications // *Springer Sci. Business Media.* 2013. V. 48. 551 p.
 61. Stepanenko V.M., Repina I.A., Artamonov A.Y., Gorin S.L., Lykossov V.N., Kulyamin D.V. Mid-depth temperature

- maximum in an estuarine lake // *Environ. Res. Lett.* 2018. V. 13. № 3. P. 035006.
62. *Subin Z.M., Riley W.J., Mironov D.* An improved lake model for climate simulations: model structure, evaluation, and sensitivity analyses in CESM1 // *J. Adv. Model Earth Syst.* 2012. V. 4. P. M02001.
 63. *Toba Y., Koga M.* A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress // *Oceanic whitecaps* / Ed. *Y. Toba*. Amsterdam: Springer Netherlands, 1986. P. 37–47.
 64. *Torma P., Krámer T.* Modeling the Effect of Waves on the Diurnal Temperature Stratification of a Shallow Lake // *Period. Polytech. Civ. Eng.* 2017. V. 61. P. 165–175.
 65. *Van Dijk A., Moene A.F., de Bruin H.A.R.* The Principles of Surface Flux Physics: Theory, Practice and Description of the ECPack Library. Wageningen: Wageningen Univ., 2004. 99 p.
 66. *Varentsov A.I., Zilitinkevich S.S., Stepanenko V.M., Tyuryakov S.A., Alekseychik P.K.* Thermal Roughness of the Fen Surface // *Boundary-Layer Meteorol.* 2022. P. 1–15.
 67. *Verburg P., Antenucci J.P.* Persistent unstable atmospheric boundary layer enhances sensible and latent heat loss in a tropical great lake: Lake Tanganyika // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115 (D11). P. D11109.
 68. *Vickers D., Mahrt L.* Sea-surface roughness lengths in the midlatitude coastal zone // *Quarterly J. Royal Meteorol. Soc.* 2010. V. 136 (649). P. 1089–1093.
 69. *Vickers D., Mahrt L.* Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data // *J. Atmos. Ocean. Technol.* 1997. V. 14. P. 512–526.
 70. *Wang B., Ma Y.* On the simulation of sensible heat flux over the Tibetan Plateau using different thermal roughness length parameterization schemes // *Theoretical and Applied Climatol.* 2019. V. 137. № 3. P. 1883–1893.
 71. *Wang B., Ma Y., Chen X., Ma W., Su Z., Menenti M.* Observation and simulation of lake-air heat and water transfer processes in a high-altitude shallow lake on the Tibetan Plateau // *J. Geophys. Res.: Atmosph.* 2015. V. 120 (24). P. 12327–12344.
 72. *Wang B., Ma Y., Wang Y., Su Z., Ma W.* Significant differences exist in lake-atmosphere interactions and the evaporation rates of high-elevation small and large lakes // *J. Hydrol.* 2019. V. 573. P. 220–234.
 73. *Webb E.K., Pearman G.I., Leuning R.* Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer // *Quarterly J. Royal Soc.* 1980. V. 106. P. 85–100.
 74. *Webster P.J., Lukas R.* TOGA COARE: The Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 1992. V. 73 (9). P. 1377–1416.
 75. *Wu J.* The sea surface is aerodynamically rough even under light winds // *Bound.-Layer Meteorol.* 1994. V. 69 (1–2). P. 149–158.
 76. *Wu J.* Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions—a revisit // *J. Phys. Oceanogr.* 1980. V. 10. P. 727–740.
 77. *Wüest A., Lorke A.* Small scale hydrodynamics in lakes // *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 2003. V. 35. P. 373–412.
 78. *Yang K., Koike T., Ishikawa H., Kim J., Li X., Liu H., Wang J.* Turbulent flux transfer over bare-soil surfaces: characteristics and parameterization // *J. Appl. Met. Clim.* 2008. V. 47 (1). P. 276–290.
 79. *Zilitinkevich S., Grachev A., Fairall C.* Scaling reasoning and field data on the sea-surface roughness lengths for scalars // *J. Atmos. Sci.* 2001. V. 58. P. 320–325.
 80. *Zilitinkevich S.S., Mammarella I., Baklanov A.A., Joffre S.M.* The effect of stratification on the roughness length and displacement height // *Boundary-Layer Meteorol.* 2008. V. 129. P. 179–190.