

В.З. Дыкман, О.И. Ефремов, В.А. Иванов

Модель придонного турбулентного слоя для мелководья

Представлена полуэмпирическая модель придонного турбулентного пограничного слоя, предназначенная для применения в качестве одной из составляющих метода расчета вертикального распределения концентрации взвесей в прибрежной области моря. Модель основывается на данных лабораторных экспериментов и пригодна для песчаного дна в широком диапазоне амплитуд придонных скоростей волнового происхождения.

Процессы осадконакопления продолжались в течение сотен миллионов лет, они в значительной мере сформировали современный облик земной поверхности и поэтому заслуживают как можно более точного и подробного описания. Кинетический подход к описанию движения взвесей базируется на использовании определенных представлений о детальной структуре исследуемых процессов. Приходится иметь дело с вероятностными функциями распределения твердых и жидких частиц, частотными и пространственными спектрами волновых и турбулентных движений. Кинетические модели сложнее гидродинамических, зато они позволяют лучше понять физическую суть явлений.

В МГИ НАН Украины в течение ряда лет ведутся разработки по физическому моделированию различных характеристик поля взвеси в прибрежной области моря на основе кинетических представлений [1]. Создаваемая модель объединяет разработанные вероятностные функции распределения взвешенных частиц, кинетическую модель интенсивности ветрового волнения, спектральную модель подповерхностной турбулентности, генерируемой волнами.

Одной из основных проблем является изучение закономерностей переноса песчаных осадков под действием волн в прибойной зоне. При выходе на мелководье длинноволновая часть пакета ветровых волн подвергается быстрым трансформациям, и пульсирующие горизонтальные волновые движения непосредственно около самого дна генерируют придонную турбулентность, которая по своим характеристикам существенно отличается от подповерхностной.

Первоначальное взмучивание осадков происходит при непосредственном участии придонной турбулентности, которая фактически формирует поле взвеси на расстоянии первых сантиметров от дна и является, таким образом, важнейшим компонентом кинетических моделей движения наносов. Придонная турбулентность попадает в сферу действия теории пограничного слоя у твердой стенки, но содержит ряд усложняющих теоретическое описание элементов, к числу которых относятся пульсирующий характер движения и многообразная шероховатость дна. В силу этих обстоятельств моделирование придонной турбулентности в большой степени основывается на эмпирических данных, в частности на результатах лабораторных экспериментов.

© В.З. Дыкман, О.И. Ефремов, В.А. Иванов, 2010

ISSN 0233-7584. Мор. гидрофиз. журн., 2010, № 2

49

Эмпирические основания модели придонного турбулентного слоя. Большой объем экспериментальных данных о структуре лабораторной модели придонного пограничного слоя представлен в работе [2]. Флуктуации продольной и вертикальной компонент скорости течения измерялись в водном лотке, раскачивающемся с периодом 4,5 с.

Распределение скоростей в пограничном слое у дна исследовалось для четырех различных видов шероховатости. Использовались две разновидности песка со средними диаметрами 0,2 и 1,63 мм и стандартными девиациями 0,06 и 0,52 мм соответственно, гравий среднего диаметра 8,12 мм с отклонением 3,36 мм и галька диаметром 30 мм с разбросом 3 мм.

Компоненты скорости течения измерялись двухлучевым лазерным доплеровским анемометром с измерительным объемом 0,3 мм в ширину, 0,3 мм в высоту и 1 мм вдоль лотка. Всего было выполнено 19 серий измерений, из них 2 серии для мелкого песка, 6 – для крупного песка, 5 – для гравия и 6 – для крупной гальки. В итоговой таблице работы [2] представлены основные параметры каждой из серий: средний диаметр элементов шероховатости D , амплитуда скорости колебаний воды U_0 , молекулярная вязкость воды ν , амплитуда скорости трения u_* , $u_* = (-\overline{u'v'})^{1/2}$, отношение $u_* / \overline{u_*}$, толщина пограничного слоя δ .

Толщина пограничного слоя измерялась от нулевого уровня, равного среднему положению вершук частиц, образующих слой шероховатости, до точки, где амплитуда дефекта скорости составляла 5% от амплитуды скорости обтекания U_0 .

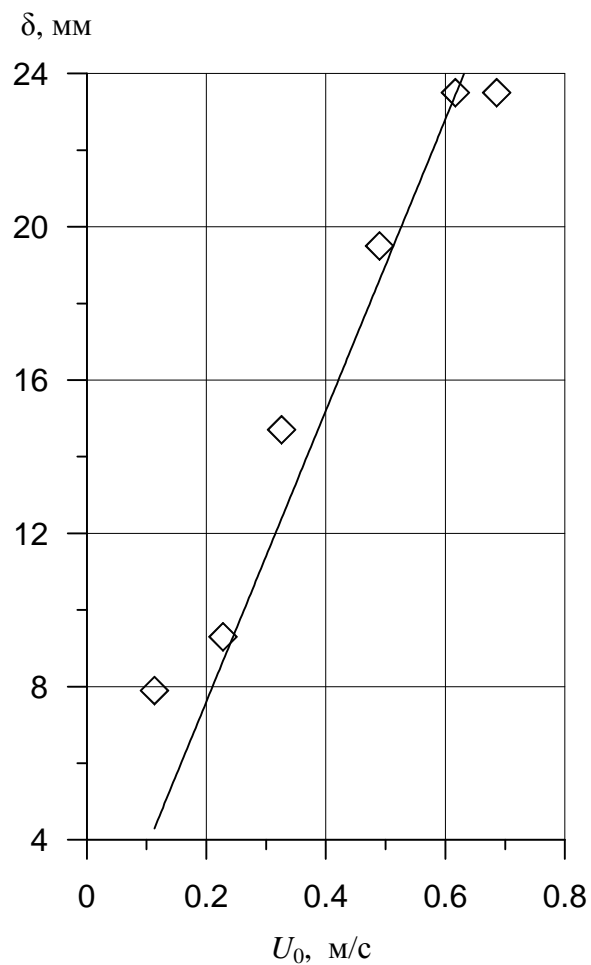
Общий результат измерений заключается в том, что интенсивность турбулентности подвержена значительным вариациям с удвоенной частотой в течение цикла, причем амплитуда вариаций уменьшается с высотой, а сдвиг фазы линейно растет. Распределение по высоте средней интенсивности турбулентных флуктуаций скорости качественно совпадает с тем, которое наблюдается при устойчивых потоках. Этот факт может служить основанием для построения осредненной модели пульсирующего придонного пограничного слоя, где фазовые сдвиги не учитываются, а все соотношения выводятся для амплитуд и средних значений рассматриваемых величин.

Из четырех видов шероховатости наиболее приемлемым для построения модели следует признать крупнопесчаное покрытие. Вариант с мелким песком в диапазоне амплитуд $U_0 \approx 0,1 - 0,7$ м/с больше соответствует гладкому обтеканию, данные по гравию и крупной гальке использовать в полной мере затруднительно вследствие явного нарушения геометрического подобия. Поэтому в конструировании теоретической модели в дальнейшем используются только результаты шести серий измерений для песчаного покрытия со средним диаметром частиц $D = 1,63$ мм.

На рис. 1 представлена построенная на основе табличных данных работы [2] зависимость толщины пограничного слоя δ от амплитуды скорости колебаний воды U_0 . В результате линейной аппроксимации получено соотношение

$$\delta = \theta U_0, \quad (1)$$

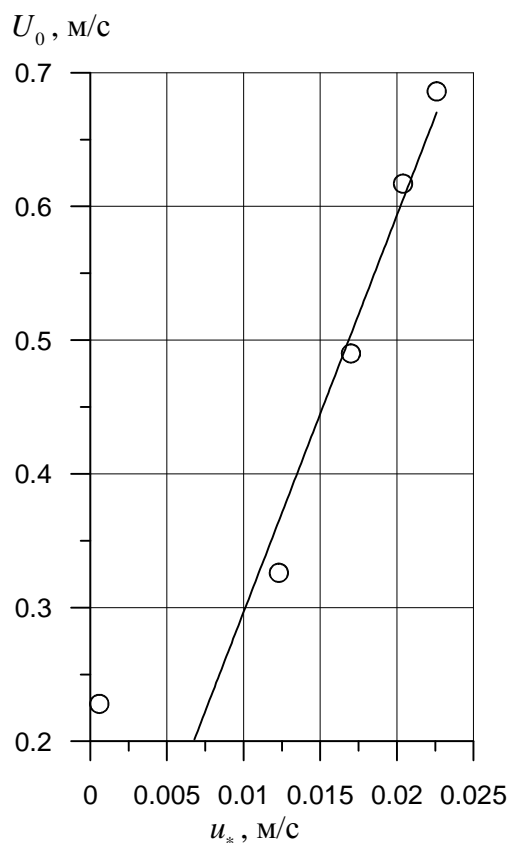
где $\theta = 38 \cdot 10^{-3}$ с, если δ выражена в метрах.



Р и с. 1. Зависимость толщины пограничного слоя δ от амплитуды скорости колебаний воды U_0

Другое важное эмпирическое соотношение можно получить, построив зависимость, связывающую амплитуду скорости колебаний воды U_0 и скорость трения u_* (рис. 2). В этом случае линейная аппроксимация приводит к выражению

$$U_0 = 30u_* . \quad (2)$$



Р и с. 2. Зависимость амплитуды скорости колебаний воды U_0 от скорости трения u_* .

Более точное значение числового множителя 29,66 округлено для удобства при последующем изложении.

Следует отметить, что изменения скорости обтекания в пограничном слое оказываются практически синфазными с ее колебаниями в свободном потоке, что еще раз подтверждает возможность описания характеристик пульсирующего придонного пограничного слоя на основе распределения по глубине амплитуды U_0 .

Построение модели. Важнейшей характеристикой турбулентного пограничного слоя является профиль продольной скорости в той его части, которая называется логарифмическим пограничным слоем. Распределение средней скорости обычно записывается в виде [3]

$$U(z) = Au_* \ln(z/z_0) + Bu_* , \quad (3)$$

где z – вертикальная координата; u_* – скорость трения; z_0 – масштаб логарифмического распределения; A и B – числовые коэффициенты, не зависящие от z .

Масштабу z_0 придается различный смысл в зависимости от степени шероховатости стенки [4]. Влияние молекулярной вязкости учитывается в понятии «динамическая длина z_1 »:

$$z_1 = \nu / u_* . \quad (4)$$

Если средний размер элементов шероховатости $D \leq 4z_1$, стенка может рассматриваться как динамически гладкая, при этом существует вязкий под-слой, в котором профиль средней скорости является линейным:

$$U(z) = \frac{u_*^2}{\nu} z . \quad (5)$$

При $z \geq 30\nu / u_*$ в случае гладкого обтекания профиль становится логарифмическим в соответствии с (3) и для A рекомендуется универсальное значение $A = 1/\kappa = 2,5$ ($\kappa = 0,4$ – постоянная Кармана). В промежуточной области $4\nu / u_* \leq z \leq 30\nu / u_*$, где молекулярное и турбулентное воздействия на течение по величине сравнимы, линейный профиль (5) плавно переходит в логарифмический (3), а эффективная вязкость увеличивается от значения, близкого к ν , до величины $30\kappa\nu \approx 12\nu$ в соответствии с формулой для вихревой вязкости K в пограничном слое $K = \kappa u_* z$.

В случае шероховатой стенки первичная турбулизация потока происходит в слое, толщина которого сравнима с D ; масштаб z_0 называется параметром шероховатости. Эффективным для таких профилей является использование высоты вытеснения z_b в соответствии с выражением [4]

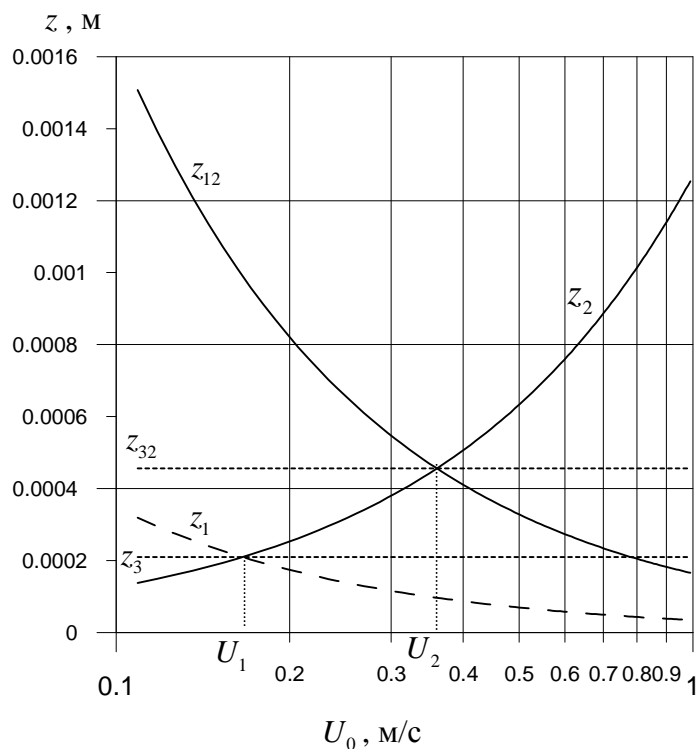
$$U(z - z_b) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z - z_b}{z_0} . \quad (6)$$

Профиль средней скорости оказывается логарифмическим при использовании *вытесненной* ординаты, со смещением нуля на высоту z_b . В нашем случае, в соответствии с [2], $z_b = D$. Удобно, поскольку в разрабатываемой модели пограничного слоя дно считается шероховатым, обозначить в качестве z именно смещенную ординату, полагая обычную высоту равной $y = z + D$.

В вытесненных координатах масштаб z_1 уже не имеет содержания динамической длины, поэтому будем называть его вязкостным масштабом. На базе введенной в (1) эмпирической константы θ можно сформировать вихревой масштаб z_2 :

$$z_2 = \theta u_* . \quad (7)$$

Обе указанные величины представлены на рис. 3 в зависимости от амплитуды U_0 с учетом соотношения (2). Вязкостный масштаб z_1 оказывается равным вихревому масштабу z_2 при амплитуде горизонтальной скорости $U_1 = 0,166$ м/с, $z_1(U_1) = z_2(U_1)$. Поскольку слой, непосредственно прилегающий к уровню $z = 0$ ($y = D$), является зоной конкуренции между молекулярной и вихревой вязкостью, имеет смысл ввести сбалансированный, кинематически автомодельный масштаб $z_3 = \sqrt{z_1(U_1)z_2(U_1)} = \sqrt{\nu\theta}$, который также представлен на рис. 3. Можно отметить, что базовая для масштаба z_3 амплитуда U_1 располагается очень близко к краю диапазона скоростей, для которого предполагается построить модельный логарифмический профиль вида (3).



Р и с. 3. Модельные вертикальные масштабы: z_1 – вязкостный; z_2 – вихревой; z_3 – автомодельный; z_{12} – увеличенный масштаб z_1 ; z_{32} – увеличенный масштаб z_3

Для перехода к более предпочтительной базовой амплитуде $U_2 = A_2 U_1$ нужно умножить вязкостный масштаб z_1 на A_2^2 , $z_{12} = A_2^2 z_1$, при этом получится другой автомодельный масштаб $z_{32} = A_2 z_3$. Такая операция вполне оправдана для пульсирующего пограничного слоя, потому что при любой амплитуде U_0 в течение значительной части цикла обтекаемая поверхность на-

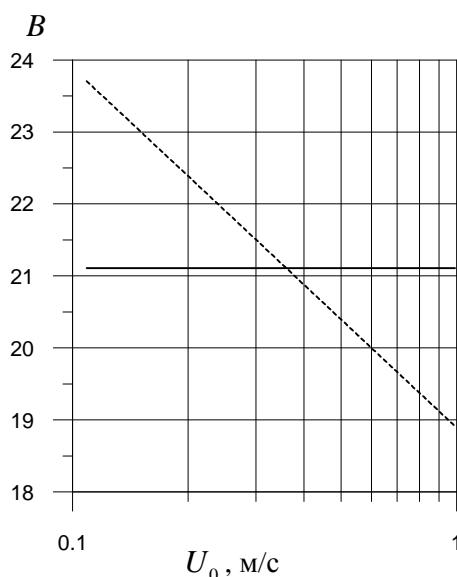
ходится под воздействием сравнительно небольших средних скоростей. Роль молекулярной вязкости при этом возрастает по сравнению с воздействием устойчивых потоков.

Теперь при построении модельного логарифмического профиля вида (3) полагаем $A = A_2$ и

$$U(\delta) = 0,95U(2\delta). \quad (8)$$

Последнее равенство соответствует эмпирическим данным работы [2] при условии, что свободный поток начинается с уровня $z = 2\delta$. Из (8) вытекает $A_2 = 1/\kappa_1 = 2,172$, $\kappa_1 = 0,46$, $U_2 = A_2U_1 = 0,36$ м/с.

В отношении уровня z_0 возможен выбор между $z_0 = z_{32}$ и $z_0 = z_2$. В первом случае z_0 в вытесненных координатах является постоянным для всего диапазона амплитуд параметром шероховатости. В обычных координатах ему соответствует масштаб $y_0 = z_{32} + D \approx 1,28D$. Во втором случае уровень z_0 совпадает с вихревым масштабом и изменяется пропорционально U_0 . Параметр B логарифмического распределения (3), который определяет значение амплитуды скорости обтекания на уровне $z = z_0$, как видно на рис. 4, изменяется противоположно. При постоянном z_0 B уменьшается примерно на 25% во всем диапазоне амплитуд U_0 . Предпочтительнее выбрать вариант $z_0 = z_2$, тогда B сохраняется на постоянном уровне при изменении U_0 , $B = B_2 = 21,107$.



Р и с. 4. Изменчивость параметра B логарифмического распределения (3): горизонтальная линия – при $z_0 = z_2$, наклонная – при $z_0 = z_{32}$

Выражение (3) представим в виде

$$U(z) = A_2 u_* \ln \left(\frac{z}{z_2} \right) + B_2 u_* . \quad (9)$$

Распределение амплитуд (9) в наибольшей степени отвечает идеям кинематического подобия и принимается здесь в качестве модели для логарифмической части придонного пульсирующего пограничного слоя. В соотношении (9) $z \geq z_2$.

Чтобы провести моделирование части профилей при $z \leq z_2$, нужно вернуться к обычной, невытесненной ординате $y = z + D$. Предполагается, что в нижней части распределение амплитуд скорости описывается профилем вида [5]

$$U(y) = a_0 + a_1 y + a_2 y^2 , \quad (10)$$

где a_0, a_1, a_2 – константы, которые можно определить из граничных условий. Условие $U(0) = 0$ дает $a_0 = 0$. Кроме того, из условия гладкого сопряжения с логарифмической частью при $y = y_2 = z_2 + D$ следует $U(y_2) = B_2 u_*$ и $\partial U / \partial y \Big|_{y=y_2} = A_2 u_* / z_2$. В результате получим систему уравнений

$$a_1 y_2 + a_2 y_2^2 = B_2 u_* ,$$

$$a_1 z_2 + 2a_2 y_2 z_2 = A_2 u_* ,$$

решение которой имеет вид

$$a_1 = \frac{(2B_2 z_2 - A_2 y_2) u_*}{y_2 z_2} , \quad a_2 = \frac{(A_2 y_2 - B_2 z_2) u_*}{y_2^2 z_2} . \quad (11)$$

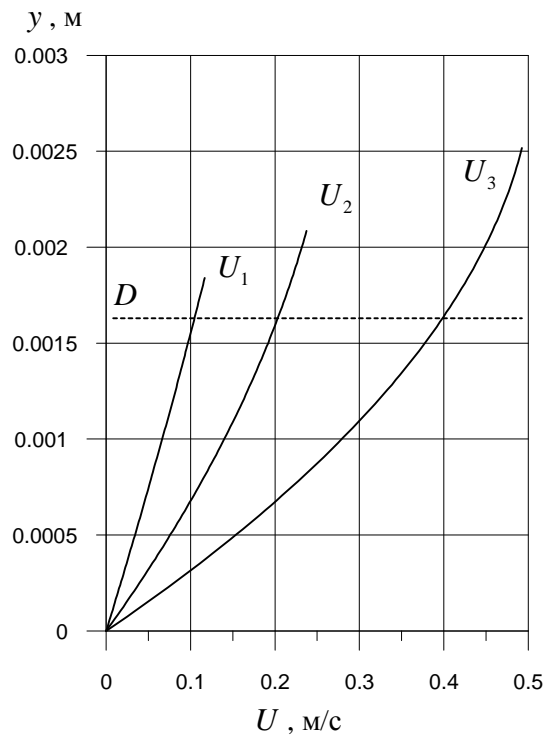
Профили (10) для трех значений амплитуд скорости приведены на рис. 5. Дополнительно на этом же рисунке обозначен уровень $y = D$, который соответствует $z = 0$. Можно заметить, что в модельном представлении больше половины амплитуды скорости обтекания гасится в слое шероховатости, причем закон изменения скорости близок к линейному, как и в вязком подслое при гладком обтекании стенки устойчивым потоком.

Характеристики придонной турбулентности. На основе разработанного профиля амплитуды скорости обтекания в пульсирующем придонном пограничном слое приступим к моделированию необходимых характеристик придонной турбулентности, среди которых распределение по глубине интенсивности пульсаций скорости и коэффициента вихревой вязкости, а также частотные свойства турбулентных флуктуаций.

В модели полагается, что пристеночная турбулентность генерируется в тонком слое, прилегающем к уровню $z = 0$ ($y = D$), и затем диффундирует вверх, формируя пульсирующий придонный пограничный слой толщины δ в соответствии с эмпирическим соотношением (1). Подставляя в (1) получен-

ное также по результатам лабораторного моделирования равенство $U_0 = 30u_*$, найдем

$$\delta = 30u_*\theta = u_*\phi, \quad \phi = 30\theta.$$



Р и с. 5. Профили амплитуд скорости горизонтального течения при $U_1 = 0,166$ м/с, $U_2 = 0,36$ м/с, $U_3 = 0,7$ м/с

Заметим, что если из (1) следует $\partial\delta/\partial U_0 = \theta$, то из последнего равенства можно получить $\partial\delta/\partial u_* = \phi$. Это фактически означает, что изменения в конструкции пульсирующего пограничного слоя, вызванные вариациями внешней скорости, происходят за малое время θ , равное 38 мс, а изменения, вызванные вариациями напряжения на стенке и сопровождаемые диффузией турбулентной завихренности, происходят за большее время ϕ , превышающее одну секунду. Таким образом, возникает процесс диффузии турбулентной энергии E_T из тонкого слоя на границе, который формирует распределение вида [1]

$$E_T(z) = E_T(0)e^{-z/\sqrt{\nu_T\phi}}. \quad (12)$$

Здесь ν_T – коэффициент диффузии, ϕ – ее характерный временной масштаб. Далее, используя оценку $\nu_T = u_*^2 \phi$ [6], получим $\sqrt{\nu_T \phi} = u_* \phi = \delta$. Полагая для упрощения, что все три компоненты пульсаций скорости на уровне $z = 0$ равноправны, можно записать

$$E_T(0) = (3/2)\rho\sigma^2, \quad (13)$$

где ρ – плотность воды, σ – среднеквадратическое отклонение любой из компонент пульсаций скорости на уровне $z = 0$. Интегрируя (12), получим оценку турбулентной энергии в пограничном слое на единицу площади E_T :

$$E_T = \int_0^{\infty} E_T(z) dz = (3/2)\rho\sigma^2\delta. \quad (14)$$

По модельному предположению, уровень этой энергии поддерживается за счет потерь импульса в слое $0 \leq z \leq z_2$. Поток импульса P_2 в указанном слое при отсутствии потерь представляется в виде [5]

$$P_2 = \rho U(z_2)^2 z_2. \quad (15)$$

Полагается, что половина потока P_2 расходуется на поддержание уровня турбулентности во всем пограничном слое E_T , или

$$1/2\rho U(z_2)^2 z_2 = 3/2\rho\sigma^2\delta. \quad (16)$$

Отсюда с учетом $U(z_2) = B_2 u_*$ получим

$$\sigma^2 = \frac{z_2 B_2^2 u_*^2}{3\delta} \quad (17)$$

и далее

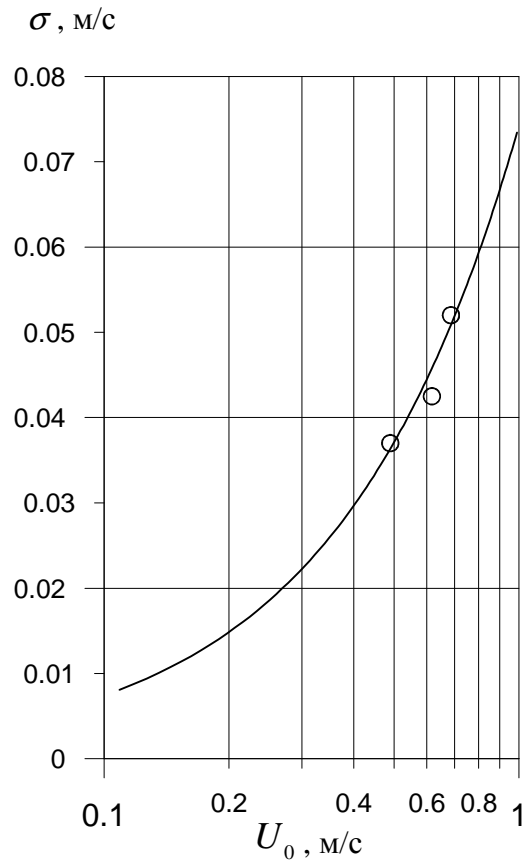
$$\sigma = \sqrt{\frac{z_2 B_2^2 u_*^2}{3\delta}}. \quad (18)$$

Полученная зависимость $\sigma(U_0)$ представлена на рис. 6. Точки на этом рисунке соответствуют данным работы [2], где приводятся результаты измерений средней интенсивности турбулентных пульсаций горизонтальной компоненты скорости для трех амплитуд скорости обтекания U_0 – 0,686; 0,617 и 0,490 м/с.

Зависимость среднеквадратического отклонения турбулентных пульсаций скорости от ординаты z может быть получена из (12):

$$\sigma(z) = \sigma(0)e^{-z/(2\delta)}, \quad (19)$$

здесь $\sigma(0)$ представляется выражением (18), а δ находится из (1).



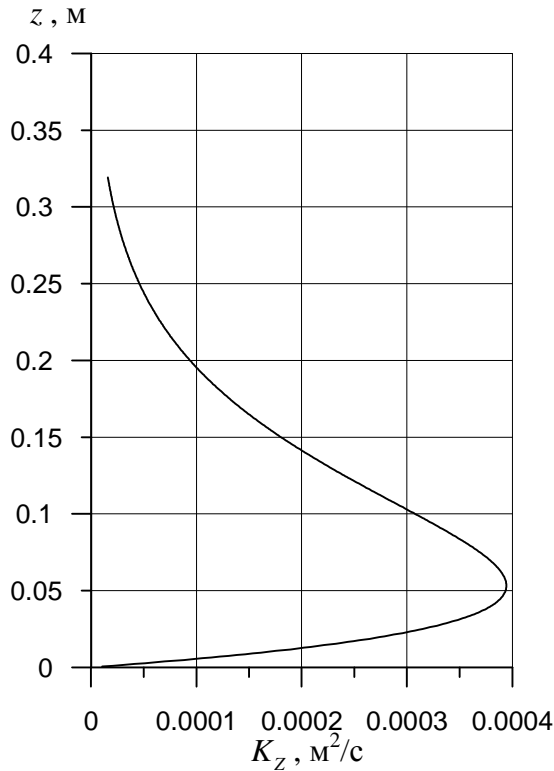
Р и с. 6. Зависимость интенсивности придонной турбулентности от амплитуды скорости U_0 (точки соответствуют экспериментальным данным работы [2])

Экспоненциальный масштаб спада среднеквадратического отклонения σ в два раза больше, чем для энергии пульсаций скорости течения, что оказывается важным при расчете параметров вертикальной турбулентной диффузии.

В соответствии с полуэмпирическими представлениями вертикальный турбулентный коэффициент обмена должен быть равен произведению типичной скорости на типичный масштаб длины. В силу принятой в модели равноправности компонент роль характерной вертикальной пульсационной скорости отводится $\sigma(z)$, а вертикальный масштаб турбулентности в пограничном слое обычно представляется в виде $l(z) = \kappa_1 z$ или, с учетом шероховатости, $l(z) = \kappa_1 z + D$. В итоге коэффициент вертикальной турбулентной диффузии оказывается равным

$$K_z(z) = \sigma(z)l(z) = \sigma(0)e^{-z/(2\delta)}(\kappa_1 z + D). \quad (20)$$

Зависимость (20) иллюстрируется рис. 7.

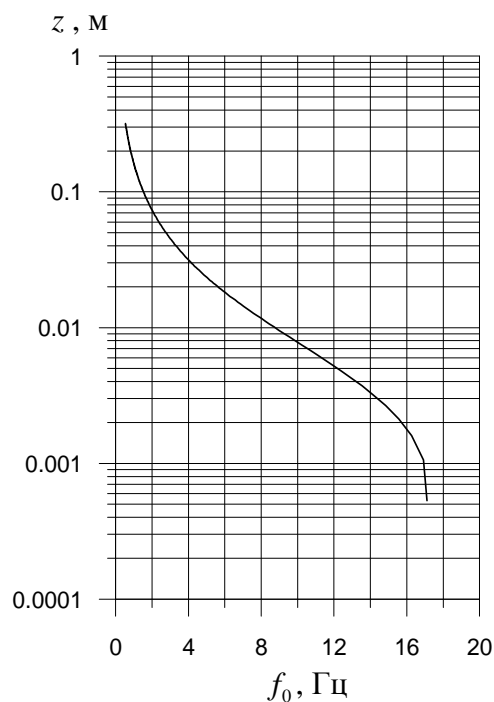


Р и с. 7. Профиль $K_z(z)$ при амплитуде скорости $U_0 = 0,7$ м/с

Для кинетического описания процессов взвешивания твердых частиц в турбулентном потоке важным параметром является левая граница ω_0 в спектре флуктуаций скорости. В соответствии с гипотезой «замороженности» средняя за цикл колебаний скорости обтекания граница $\omega_0(z)$ может быть определена как частное от деления среднего модуля скорости $\overline{U(z)}$ на характерный горизонтальный масштаб турбулентных флуктуаций скорости в пограничном слое $l_\Gamma(z)$, который превышает вертикальный масштаб $l(z)$ на величину вихревого масштаба $z_2 = u_* \theta$ (здесь принимается во внимание фиксируемая при измерениях небольшая анизотропия турбулентных флуктуаций у самого дна). Учитывая, что $\overline{U(z)} = 2U(z)/\pi$, получим

$$\omega_0(z) = \frac{2(A_2 \ln(z/z_2) + B_2)u_*}{\pi(\kappa_1 z + D + z_2)}. \quad (21)$$

Соответствующее (21) распределение $f_0(z) = \omega_0(z)/(2\pi)$ изображено на рис. 8.



Р и с. 8. Распределение $f_0(z)$ при амплитуде скорости $U_0 = 0,7$ м/с

В разрабатываемой модели профиль амплитуды скорости обтекания является составным – логарифмическим выше уровня z_2 и параболическим в нижней части. Однако в (21) логарифмический закон хорошо работает и в области $s \leq z \leq z_2$, если s не слишком мало, например если $s \geq 0,1$ мм, что вполне перекрывает расчетные потребности модели.

Можно отметить, что непосредственно у дна частота турбулентных флуктуаций резко возрастает. Частотный спектр придонной турбулентности измерялся для крупногалечного покрытия при $U_0 = 0,65$ м/с на уровне $z = 4$ мм [2]. При общем наклоне ω^{-2} уровень спектра зависел от фазы колебаний, в области низких частот наблюдались искажения за счет гармоник колебаний скорости в свободном потоке, за пределами пограничного слоя. В разрабатываемой модели для спектра придонной турбулентности принимается степенная форма ω^{-2} в соответствии с данными измерений [2].

Обсуждение. Рассмотренная полуэмпирическая модель пульсирующего пограничного слоя представляет собой удобный инструмент для расчета характеристик придонной турбулентности на мелководье. Модель предназначена для использования в качестве одной из составляющих метода расчета вертикального распределения массовой концентрации взвесей в прибрежной области моря и имеет некоторые ограничения, связанные с различной структурой дна.

Прежде всего, скорость обтекания U_0 и скорость трения u_* являются амплитудами, поэтому соотношения, исходно выводимые для устойчивых

потоков, здесь в значительной мере имеют формальный характер и требуют особого внимания при получении осредненных характеристик турбулентности. Так, измеренное отношение u_* / \bar{u}_* для крупнопесчаного покрытия дна меняется в диапазоне 1,66 – 1,79 со средним значением $\approx 1,74$. Для чистой второй гармоники теоретически это отношение равно 2, для протектированной синусоиды оно составляет $\pi/2 \approx 1,57$. Реальная картина ближе ко второму варианту, что соответствует приводимым в [2] графикам изменения интенсивности турбулентности в течение цикла. Для галечного покрытия эта величина составляет 1,35.

Отметим неуниверсальность используемых подходов для различных структур дна. Так, если описываемая выражением (19) зависимость $\sigma(z)$ достаточно удовлетворительно выполняется для песчаного покрытия (с небольшим креном в сторону более быстрого уменьшения турбулентных флуктуаций с высотой), то для галечного покрытия измеренный спад $\sigma(z)$ к уровню $z = \delta$ оказывается гораздо более резким. Кроме того, для песчаной шероховатости не обнаруживается реального тренда относительного среднеквадратического значения пульсаций скорости σ в зависимости от амплитуды U_0 , как и в соотношении (18). Для покрытия дна в виде крупной гальки, наоборот, явно просматривается рост уровня флуктуаций скорости $\sigma(U_0)/U_0$ при увеличении U_0 . Для крупногалечного покрытия потребуются значительные изменения в эмпирической части модели придонного пограничного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Современные методы и средства контроля морской среды* / Под ред. В.А. Иванова. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2006. – 112 с.
2. *Sleat J.F.A. Turbulent oscillatory flow over rough beds // J. Fluid Mech.* – 1987. – 182. – P. 369 – 409.
3. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1969. – 742 с.
4. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 1. – М.: Наука, 1965. – 640 с.
5. *Бернар Ле Меоте.* Введение в гидродинамику и теорию волн на воде. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 368 с.
6. *Хинце И.О.* Турбулентность, ее механизм и теория. – М.: Физматгиз, 1963. – 680 с.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь
E-mail: vaivanov@alpha.mhi.iuf.net

Материал поступил
в редакцию 18.11.08
После доработки 20.01.09

АНОТАЦІЯ Представлена напівемпірична модель придонного турбулентного прикордонного шару, призначена для застосування як одна зі складових методу розрахунку вертикального розподілу концентрації суспензій в прибережній області моря. Модель ґрунтується на даних лабораторних експериментів і придатна для піщаного дна в широкому діапазоні амплітуд придонних швидкостей хвильового походження.

ABSTRACT Described is a semi-empirical model of near-bottom turbulent boundary layer intended for application as one of the components of the method of calculating vertical distribution of suspension concentration in the coastal zone of the sea. The model is based on the results of laboratory experiments and suitable for sandy bottom in a wide amplitude range of near-bottom velocities of wave origin.