

УДК 532.592

© 2001 г. В.А. КАЛИНИЧЕНКО

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ С ПРОФИЛИРОВАННЫМ ДНОМ

Представлены результаты экспериментов по изучению течения жидкости в канале с размываемым и профилированным жестким дном. Кинематические характеристики потока измерялись с помощью лазерного доплеровского анемометра. При интерпретации экспериментальных данных использована линейная модель потенциального обтекания неровностей дна.

Движение осадков при взаимодействии стационарного потока жидкости с размываемым дном сопровождается образованием периодических донных форм и переносом твердых частиц в взвешенном и влекомом состоянии [1]. Причина зарождения и развития периодических донных форм на границе раздела жидкость – осадки связывается с вихревым характером обтекания слагающих дно частиц [2], с неустойчивостью границы раздела жидкость – осадки [3] или с наличием в турбулентном потоке жидкости упорядоченных структурных формирований размерами порядка глубины потока [4, 5]. Модель [3] позволяет оценить длину волны двумерной донной гряды как функцию числа Фруда квазигомогенного потока, однако она не может быть использована в практических расчетах, поскольку не учитывает отрыв пограничного слоя в области торможения потока на участке от впадины до гребня донной волны. Из-за сложности поля течения невозможно получить аналитическое решение данной задачи, и все современные подходы основаны или на численном интегрировании уравнений движения [6], или на анализе экспериментальных данных [7, 8].

В настоящее время отсутствуют методы расчета механизмов взаимодействия потока – донные осадки и переноса твердых частиц. Для построения адекватной действительности модели размыва и переноса донных осадков необходима информация о скорости жидкости в придонной области. Следует отметить отсутствие детальных результатов измерений кинематических характеристик потока в области от гребня до впадины донных гряд. Цель настоящего исследования – изучение образования донных гряд в случае размываемого дна и выявление особенностей квазигомогенного потока в случае периодических форм жесткого дна.

1. Постановка эксперимента. Эксперименты проводились в гидрлотке замкнутого цикла МН 5301 по методике [9]. Длина лотка 160 см, ширина 8 см, высота 14 см. Скорость и глубину потока регулировали изменением расхода воды и положения водосливного затвора.

В качестве осадочного материала использован песок двух типов со средним диаметром 0,35 и 0,60 мм соответственно. Оценка распределения частиц по размерам проводилась с помощью стандартного анализатора MICROTRAC II. Жесткое профилированное дно канала представляли собой изготовленные из технического пластилина образования идентичной синусоидальной или треугольной формы и размера. Опыты с размываемым дном проводили в диапазоне глубин $h = 15\text{--}25$ мм и скоростей $U = 22\text{--}60$ см/с. В случае неразмываемого профилированного дна средняя скорость потока U изменялась от 13 до 40 см/с, глубина $h = 2,5\text{--}7,0$ см, длина донных форм

$L = 10\text{--}20$ см. Крутизна ak донных форм варьировалась от 0,08 до 0,63. Участок профилированного дна в канале имел длину 120 см.

В экспериментах оценивали расход воды и измеряли распределение скорости потока. Смещение границы вода – осадки от начального положения по материалам фотосъемки определяли с точностью 0,5 мм. Кинематические характеристики потока над неразмываемыми донными формами измеряли с помощью стандартного лазерного доплеровского анемометра (ЛДА, DANTEC), собранного по дифференциальной схеме и представляющего собой систему с гетеродированием рассеянного вперед света. Излучение He-Ne-лазера (мощность 10 мВт, длина волны 0,6328 мкм) расщеплялось на два одинаковых по мощности пучка диаметром 1 мм. Оптическое смещение на 40 МГц одного из пучков относительно второго обеспечивало разрешение знаковой неопределенности результатов измерения скорости. Разнесенные на 60 мм параллельные пучки пересекались в задней фокальной плоскости 310 мм объектива, образуя в области пересечения измерительный объем $0,25 \times 0,25 \times 3,5$ мм³, который определял локальность измерений скорости. При угле между зондирующими пучками $11,42^\circ$ расстояние между интерференционными полосами было равно 3,28 мкм, а масштабный коэффициент схемы составлял причину 3,18 (м/с)/МГц. Рассеянный свет собирали объективом и направляли в ФЭУ, выходной сигнал которого поступал на анализатор скорости потока FVA58N20, обеспечивающий статистический анализ доплеровского сигнала в диапазоне скоростей от $-0,4$ до $1,1$ м/с, причем совокупная относительная ошибка измерений скорости не превышала 3%. В экспериментах использована обычная водопроводная вода с достаточным количеством естественных рассеивающих центров. Для измерения профилей скорости излучающая и приемная части оптического тракта ЛДА помещены на столике, имеющем микрометрический ход 12 см по трем ортогональным координатам при разрешении 12 мкм. Большую часть измерений скорости проводили на расстоянии 0,5 м от входного сечения канала.

2. Теоретическая модель. Приведем ряд формул, использованных при интерпретации экспериментальных данных.

При описании потока жидкости над жестким профилированным дном используется подход [10, 11]. Рассматривается стационарный потенциальный поток идеальной несжимаемой жидкости в канале, продольное сечение которого описывается функцией

$$y = -h + \eta(x), \quad \eta(x) = a \cos kx, \quad ak \leq 1, \quad k = 2\pi/L$$

где a – малая величина. Скорость жидкости v представляется в виде

$$v = \{U + u, v\} = -\text{grad}\varphi = -\text{grad}(-Ux + \varphi^*)$$

где u, v – горизонтальная и вертикальная компоненты возмущенной скорости соответственно.

Если смещение свободной поверхности жидкости описывается функцией $\zeta(x)$, то решение граничной задачи для потенциала φ^* возмущенного течения жидкости

$$\Delta\varphi^* = 0, \quad -h \leq y \leq 0 \tag{2.1}$$

$$y = 0: \quad -\varphi_x^* \zeta_x + \varphi_y^* = 0$$

$$y = 0: \quad g\zeta + U\varphi_x^* = 0$$

$$y = -h: \quad -U\eta_x + \varphi_y^* = 0$$

позволяет определить функцию тока

$$\psi = -Uy + \frac{aU^3}{2k \operatorname{ch} kh} \left[\left(\frac{g}{U^2} + k \right) e^{ky} - \left(\frac{g}{U^2} - k \right) e^{-ky} \right] \frac{\cos kx}{U^2 - c^2} \tag{2.2}$$

$$c^2 = g/k \operatorname{th} kh$$

где c – скорость распространения волн длины $L = 2\pi/k$ по поверхности канала глубины h .

Уравнение свободной поверхности есть

$$\zeta = aU^2 \cos \frac{kx}{\operatorname{ch} kh(U^2 - c^2)}$$

Гребни и впадины свободной поверхности и дна совпадают или смещены на $L/2$ в соответствии с соотношением между скоростью потока и скоростью распространения волн $U^2 > c^2$ или $U^2 < c^2$. Величина горизонтальной компоненты скорости жидкости в точках, соответствующих гребню (u_c) или впадине (u_v) донного профиля, определяются соотношением

$$u_{c,v} = U(1 \pm ak) \quad (2.3)$$

Отметим, что любой профиль дна, представимый в виде простой периодической функции $\eta(x) = \eta(x + L)$, может быть описан линейной суперпозицией вида $\eta(x) = \sum_n a_n \cos k_n x$. Хотя коэффициенты a_n в каждом конкретном случае малы, их

влияние на характер потока вблизи дна может быть значительным, поскольку определяется не амплитудой a_n , а крутизной $a_n k_n$ соответствующей гармонике.

Анализ устойчивости плоского размываемого дна проведен в [3]. Показано, что в результате взаимодействия подвижного дна с потенциальным потоком идеальной жидкости на свободной поверхности жидкости и на дне возбуждаются волны, причем донные волны и волны на свободной поверхности жидкости находятся в фазе (дюны) или в противофазе (антидюны), если U^2 больше или меньше $(g/k)\operatorname{th} kh$ соответственно. Из лабораторных и натурных наблюдений известно, что для заданных скорости и глубины потока и параметров донного материала существует характерная доминирующая длина двумерных донных волн. В [3] на основании эмпирического результата о степенной зависимости расхода осадочного материала от локальной скорости жидкости получено соотношение, связывающее доминирующую длину донных волн и параметры потока

$$\operatorname{Fr}^2 = \frac{U^2}{gh} = \frac{1 + kh \operatorname{th} kh + k\delta \operatorname{ctg} k\delta}{(k\delta)^2 + (2 + k\delta \operatorname{ctg} k\delta)kh \operatorname{th} kh} \quad (2.4)$$

где Fr – число Фруда, U – скорость потока, g – ускорение силы тяжести, $k = 2\pi/L$ – волновое число донных форм, h – глубина жидкости, δ – расстояние, на которое изменения расхода наносов запаздывают относительно изменений локальной скорости жидкости.

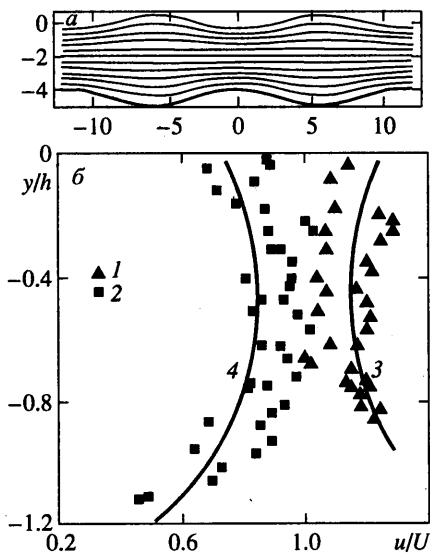
Если соотношение (2.4) описывает общий случай генерации донных форм, то в [12] исследован случай образования антидюн

$$\operatorname{Fr}^2 = \frac{1}{kh \operatorname{th} kh} \quad (2.5)$$

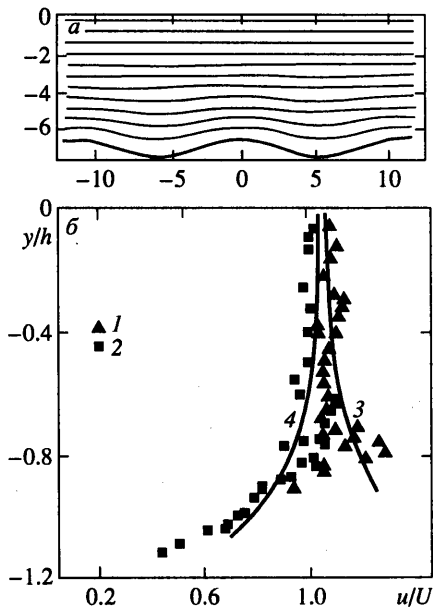
а в [13] – дюн

$$\frac{1}{\operatorname{Fr}^2} = kh \left(\operatorname{th} kh + \frac{6}{\operatorname{sh} 2kh} \right) \quad (2.6)$$

3. Экспериментальные результаты. Поток над жестким профилированным дном. На фиг. 1, а жирной кривой показан профиль дна, совпадающий с нулевой линией тока. Длина донных форм $L = 11,4$ см, их крутизна $ak = 0,25$. Структура потока характеризуется сгущением линий тока над гребнями и их разрежением над впадинами донных форм. Как следует из фиг. 1б, это приводит к тому, что над гребнем скорость потока достигает величины $1,27 U$, а над впадинами – $0,68 U$, где U – скорость невозмущенного потока. Обусловленные наличием донных форм возмущения потока распространяются до свободной поверхности, так как относительная глубина воды



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Обтекание жесткого профилированного дна в виде синусоидальной волны при $a = 0.5$ см, $L = 11.4$ см, $h = 4.5$ см, $U = 38$ см/с: a – линии тока, рассчитанные по (2.2); b – экспериментальные вертикальные профили безразмерной горизонтальной компоненты скорости потока над гребнем (1) и впадиной (2) донной волны, 3, 4 – расчет по (2.2)

Фиг. 2. Обтекание жесткого профилированного дна в виде синусоидальной волны при $a = 0.5$ см, $L = 11.4$ см, $h = 7$ см, $U = 22.4$ см/с: a – линии тока, рассчитанные по (2.2); b – экспериментальные вертикальные профили безразмерной горизонтальной компоненты скорости потока над гребнем (1) и впадиной (2) донной волны, 3, 4 – расчет по (2.2)

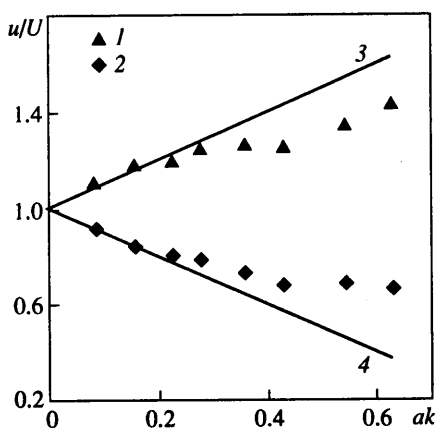
мала: $kh = 2.45$. Теория находится в хорошем количественном соответствии с данными эксперимента.

Соотношение (2.2) предполагает зависимость поля скоростей от глубины потока. На фиг. 2 приведены результаты измерений профилей скорости в случае $kh = 3.85$.

Данные измерений и расчета экстремальных значений горизонтальной скорости над гребнями и впадинами как функции крутизны донных форм представлены на фиг. 3. Безразмерная скорость увеличивается над гребнями и уменьшается над впадинами по мере роста крутизны ak донной волны. Прямые на фиг. 3 отвечают расчету по (2.3).

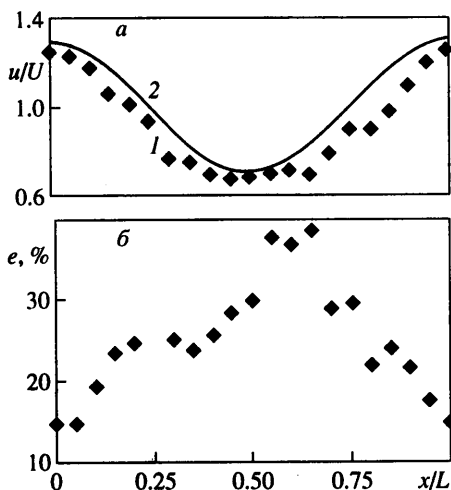
На фиг. 4 показаны средняя горизонтальная скорость u/U и интенсивность турбулентных пульсаций e горизонтальной скорости как функции безразмерной горизонтальной координаты x/L . Несмотря на разброс экспериментальных точек, расчеты по (2.2) отражают основные особенности потока жидкости: скорость сначала уменьшается вдоль заднего склона донной волны, достигает минимума в точках, соответствующих впадине, а затем нарастает при продвижении к гребню (фиг. 4, a). Соответствующая пространственная неоднородность потока отмечена в [14], где представлены результаты натуральных измерений скорости речного потока над песчаными волнами длины 74 м и амплитуды 2.7 м.

Из фиг. 4, b следует, что наиболее сильное возмущение потока происходит на участке от середины заднего склона до впадины донной волны $0.2 \leq x/L \leq 0.6$, где имеют место отрыв потока от дна и его последующее присоединение. На этот участок



Фиг. 3

Фиг. 3. Зависимость безразмерной горизонтальной компоненты скорости потока над гребнем (1) и впадиной (2) донной волны от крутизны ak ; 3, 4 – расчет по (2.3)



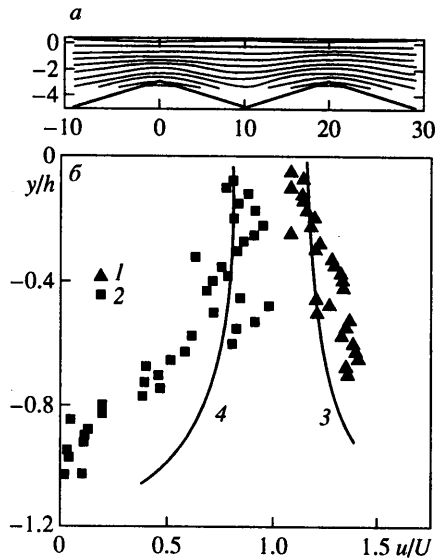
Фиг. 4

Фиг. 4. Распределение средней горизонтальной скорости потока (а) и интенсивности турбулентных пульсаций горизонтальной компоненты скорости потока (б) вдоль длины донной волны на уровне $y = -5.5$ см при $a = 1$ см, $L = 10$ см, $h = 7$ см, $U = 21$ см/с: 1 – эксперимент; 2 – расчет по (2.2)

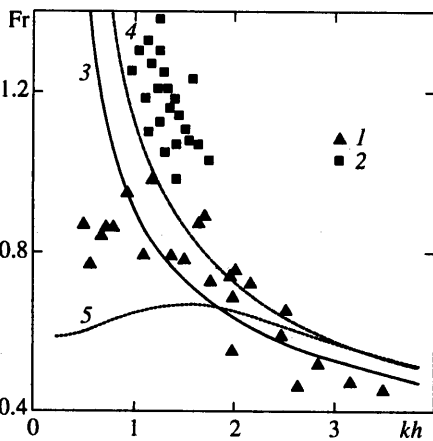
приходятся основные потери энергии и резкое повышение уровня турбулентности. Как и во всех случаях отрывных течений, максимальная интенсивность турбулентности наблюдается в области смешения, т.е. в окрестности линии нулевых осредненных скоростей. Зарождающиеся здесь вихри вовлекаются в поток и способствуют общему повышению уровня турбулентности. Повышенная интенсивность турбулентности наблюдается и у дна на участке безотрывного течения $0,6 \leq x/L \leq 0,8$. По данным эксперимента, продольные пульсации здесь почти в 2 раза выше пульсаций над гребнями донных волн.

С целью исследования потока воды над донными формами сложной формы проведены измерения скорости над симметричными "пилообразными" донными образованиями. На фиг. 5 представлены картина возмущений линий тока течения и результаты измерений и расчета средней горизонтальной скорости u над гребнями и впадинами донных форм. При расчете использован принцип суперпозиции: функция, описывающая донный профиль, раскладывалась в ряд Фурье, для каждой компоненты решалась соответствующая задача обтекания, и полученные решения затем суммировались. Сравнение теории и эксперимента подтверждают правомерность такого подхода.

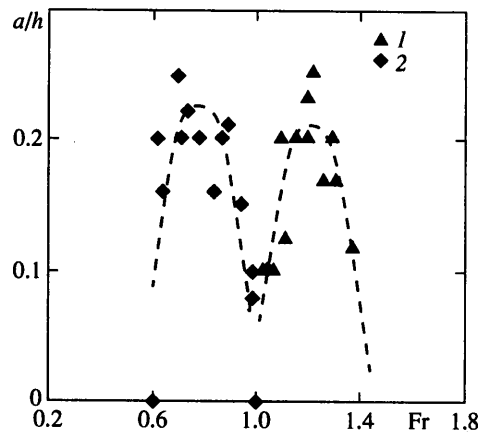
Поток над размываемым дном. Эксперименты показали, что для определенных чисел Фруда граница песок – вода становится неустойчивой, и происходит генерация донных форм, причем при $Fg < 1$ наблюдаются дюны, а при $Fg > 1$ – антидюны. Указанные песчаные волны имели асимметричный профиль с пологим передним и крутым задним склоном. Если дюны медленно перемещались вниз по потоку, то в случае антидюн возможны ситуации, когда волны оставались неподвижными или перемещались вниз или вверх по потоку. Движение песчаных волн представляло собой перенос песка в придонном слое потока. Фотометрический и визуальный анализ обтекания донных форм потоком показал, что срыв потока происходит на гребне, а его присоединение – во впадине песчаной волны, т.е. на заднем склоне образуется



Фиг. 5. Обтекание жесткого треугольного донного профиля при $a = 1$ см, $L = 20$ см, $h = 4$ см, $U = 15.3$ см/с: a – линии тока, рассчитанные по (2.2); b – экспериментальные вертикальные профили безразмерной горизонтальной компоненты скорости потока над гребнем (1) и впадиной (2) донной волны, 3, 4 – расчет по (2.2)



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Диаграмма устойчивости границы раздела вода – песок: 1 – дюны, 2 – антидюны, 3 – расчет по (2.4), 4 – расчет по (2.5), 5 – расчет по (2.6)

Фиг. 7. Зависимость амплитуды донных форм от числа Фруда: 1 – дюны, 2 – антидюны

вихревая зона. Влекомые потоком частицы песка движутся по переднему склону, а затем происходит их накопление на заднем склоне, что приводит к медленному перемещению донных форм. К основным количественным характеристикам генерируемых донных форм относятся высота гребня $a = 1.5-6.8$ мм, длина волны $L = 5.5-12$ см и скорость перемещения $c = 1.5-7$ мм/с.

Определенная периодичность донных форм дает возможность провести количественный анализ экспериментальных данных о размерах и скорости перемещения

волн. На фиг. 6 результаты эксперимента по генерации дюн и антидюн в переменных kh , Fr сопоставлены с данными расчета по (2.4)–(2.6). Кривая 3, определяемая уравнением (2.4), достаточно полно описывает всю совокупность экспериментальных точек, хотя следует отметить значительное различие между теорией и экспериментом в случае дюн ($Fr < 1$). Кривая 4, рассчитанная по (2.5) и описывающая длины волн в случае антидюн, практически совпадает с кривой 3. Это объясняется одинаковыми исходными предположениями, сделанными при построении моделей [3] и [12]. Наибольшее различие экспериментальных данных наблюдается с кривой 5, описывающей генерацию дюн по соотношению (2.6). Согласно [3], указанный разброс данных может быть обусловлен трехмерной структурой дюн, генерируемых в некоторых экспериментах. Кроме того, в [15] для заданного значения kh отмечена возможность генерации дюн в достаточно широком диапазоне чисел Фруда.

Анализ данных на фиг. 7 показал неоднозначную зависимость высоты донных форм от скорости течения. Генерация песчаных волн происходила в конечном интервале скорости течения; при увеличении скорости потока высота дюн и антидюн возрастала, достигая максимума $alh \sim 0,18$, а затем уменьшалась до нуля. Проведенные в [16] численные оценки зависимости высоты песчаных волн (диаметр частиц $d = 0,2$ мм, $h = 10$ м) от средней скорости потока в случае взвешенных и влекомых частиц песка качественно подтверждают полученный экспериментальный результат. Отметим, что независимо от высоты донных форм скорость их перемещения увеличивается с ростом числа Фруда (скорости потока), т.е. эта скорость в более значительной степени зависит от скорости течения, чем от высоты песчаных волн.

Заключение. Донные формы существенно влияют на профили средней скорости и величины турбулентных пульсаций. Получено общее соответствие между теоретической моделью безотрывного потенциального обтекания и экспериментальными данными, хотя и имеется расхождение в значениях горизонтальной скорости в области вблизи дна. Это связано с образованием крупномасштабных локализованных вихрей в области заднего склона донных форм. Линейность теоретической модели позволила использовать принцип суперпозиции при исследовании течения над дном сложной топографии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-01080).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Великанов М.А. Три типа движения речных наносов // Изв. АН СССР. ОТН: Энергетика и транспорт. 1963. № 1. С. 122–128.
2. Гончаров В.Н. Динамика русловых потоков. Л.: Гидрометеиздат, 1962. 374 с.
3. Kennedy J.F. The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels // J. Fluid Mech. 1963. V. 16. Pt 4. P. 521–544.
4. Михайлова Н.А. Перенос твердых частиц турбулентными потоками воды. Л.: Гидрометеиздат, 1966. 234 с.
5. Гришанин К.В. Динамика русловых потоков. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 311 с.
6. Mendoza C., Shen H.W. Investigation of turbulent flow over dunes // Trans. ASME J. Hydraulic Div. 1990. V. 116. № 4. P. 459–477.
7. Ranasoma K.I.M., Sleath F.A. Combined oscillatory and steady flow over ripples // Trans. ASME J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng. 1994. V. 120. № 4. P. 331–346.
8. Мельникова О.Н. Формирование песчаных гряд на дне руслового потока стационарными волнами // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 3. С. 426–430.
9. Kalinitchenko V.A., Wongwises S. On the structure of free surface flow over complex topographic features // Proc. ASME Fluids' Engineering Division Summer Meeting. Vancouver, Canada. 1997. P. 1–6.

10. *Сретенский Л.Н.* Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977. 815 с.
11. *Davies A.G.* Wave interactions with rippled sand beds // *Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas* / Ed. B. Johns. Amsterdam: Elsevier, 1983. P. 1–65.
12. *Holtorff G.* Resistance to flow in alluvial channels // *Trans. ASME. J. Hydraulic Div.* 1982. V. 108. №. HY9. P. 1010–1028.
13. *Mercer A.G.* Analysis of alluvial bed-forms // *River Mechanics* / Ed. H.W. Shen. Fort Collins, Colorado: Colorado State Univ., 1971. V. 1. P. 10.1–10.26.
14. *McLean S.R., Smith J.D.* A model of flow over two-dimensional bedforms // *Trans. J. Hydraulic Eng.* 1986. V. 112. № 4. P. 300–317.
15. *Engelund F.* Instability of erodible beds // *J. Fluid Mech.* 1970. V. 42. Pt. 2. P. 225–244.
16. *Fredsøe J., Deigaard R.* *Mechanics of Coastal Sediment Transport.* Singapore: World Sci., 1992. 325 p.

Москва

Поступила в редакцию
17.1.2001