

Глава 8. ИЗУЧЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВЗВЕШИВАНИЯ И ТРАНСПОРТА НАНОСОВ

Для прогноза концентрации и расхода взвешенных наносов в береговой зоне моря широко используется подход, основанный на средних по времени значениях концентрации и скорости воды. С физической точки зрения такой подход является неточным, поскольку не учитывает вклад осцилляционных движений воды в результирующий расход наносов. Величина такого вклада зависит от фазового сдвига между флуктуациями концентрации взвеси и скоростью воды на различных уровнях от дна, и необходимость его учета продемонстрирована пока еще немногочисленными результатами натуральных (Murray, Davies, Soulsby, 1991; Kos'yan et al., 1996; Kuznetsov, Pykhov, 1998) и лабораторных (Villaret, Perrier, 1992; Van Rijn et al., 1993) экспериментов. Для решения этой проблемы необходимо знать амплитудные и фазовые соотношения между флуктуациями концентрации и скорости воды в придонном слое для разных режимов взаимодействия волн с размываемым дном, без которых невозможен физически достоверный прогноз изменчивости концентрации и расхода взвешенных наносов на временных масштабах порядка периода волн.

В существующих моделях (Bakker, 1974; Fredsoe, Andersen, Silberg, 1985; Hagatun, Eidsvik, 1988; Davies, 1992; Davies, Li, 1997) пространственно-временная изменчивость концентрации взвеси в волновом потоке описывается с позиций процесса турбулентной диффузии и задания на дне граничного условия в виде функции концентрации от мгновенного значения параметра Шильдса. Эти модели дают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными только для монохроматических волн и гладкой фазы движения наносов, когда параметр Шильдса больше единицы и движение наносов имеет место в виде узкой полосы, толщиной порядка 1-2 см над плоским дном (sheet flow). Выше этого слоя, где согласно лабораторным экспериментам (Nielsen, 1979; Sleath, 1984) имеет место конвективный характер взвешивания наносов, теоретические оценки существенно расходятся с данными измерений.

Конвективный механизм взвешивания наносов преобладает над диффузионным и для слабознергетичных режимов волнения, когда на дне присутствуют рифели (параметр Шильдса меньше единицы) (Nielsen, 1992). При скоростях воды немного превышающих их критическое значение для начала движения донных частиц на гладком дне формируются двумерные вихревые рифели с прямолинейными гребнями. Они характеризуются примерно постоянной крутизной (0,15-0,20) и область их существования ограничивается значениями параметра Шильдса от 0,04 до 0,4 (Tunstall, Inman, 1975; Nielsen, 1992; Osborne, Greenwood, 1993). За гребнями рифелей образуются присоединенные вихри, которые вместе с захваченными ими песчаными наносами выбрасываются в толщу воды дважды за период волны в моменты смены знака скорости воды вблизи дна. Перенос вихрями песка со дна в толщу воды на расстояние, равное 2-4 высотам рифелей, определяет конвективный характер взвешивания наносов и временную изменчивость концентрации (Osborne, Greenwood, 1993).

Для описания распределения концентрации взвешенных наносов в волновом потоке над рифельным дном наиболее перспективны вихреразрешающие модели, предложенные в работах (Block, Davies, Villaret, 1994; Hansen, Fredsoe, Deigaard, 1994). Результаты расчетов по ним качественно хорошо согласуются с данными лабораторных экспериментов для монохроматических волн. Однако их адаптация на случай нерегулярных волн в натуральных условиях вызывает большие трудности и их использование для практических расчетов затруднено.

Необходимо отметить, что в упомянутых выше работах рассматривается воздействие на песчаное дно монохроматического волнения, при котором взвешивание песка носит регулярный характер. Измерения же в натуральных условиях показывают, что характер взвешивания песчаных осадков носит перемежаемый характер, обусловленный нерегулярностью волн. Поэтому экспериментальные исследования процессов взвешивания и переноса осадков в натуральных условиях очень важны для понимания физической картины явления и их моделирования.

В данном разделе предлагаются модели для прогноза временной изменчивости концентрации взвешенных наносов, разработанные с учетом закономерностей, приведенных в главе 7.

8.1. Конвективно-диффузионная модель взвешивания наносов нерегулярными волнами над рифельным дном

Для описания изменений концентрации во времени и по вертикали над песчаным дном, покрытым двумерными рифелями нами используется осредненное вдоль него уравнение сохранения взвеси, предложенное в работе П. Нильсена (Nielsen, 1992):

$$\frac{\partial C}{\partial t} = w_s \cdot \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_s \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \right) - \frac{\partial q_p}{\partial z}, \quad (8.1)$$

где $C(z,t)$ - концентрация взвешенных наносов; ε_s - коэффициент турбулентной диффузии частиц взвеси; w_s - скорость оседания частиц песка; z - вертикальная координата, отсчитываемая от гребней рифелей вверх. Согласно этому уравнению изменение концентрации во времени на любом горизонте от дна определяется изменением по вертикали локального баланса потока взвеси за счет оседания частиц (первый член правой части уравнения) и за счет диффузионного и конвективного потоков взвеси от дна (второй и третий члены правой части уравнения, соответственно).

На нижней границе, отсчитываемой от уровня гребней рифелей, концентрация взвеси описывается выражением, полученным по экспериментальным данным (см. раздел 7.1): при $z=0$:

$$C(0,t) = C_b(t) = \begin{cases} \gamma_0 \cdot C_0 \cdot \rho_s \cdot \frac{\theta(t) - \theta_{cr}}{\theta_{cr}}, & \theta(t) > \theta_{cr} \\ 0, & \theta(t) \leq \theta_{cr} \end{cases} \quad (8.2)$$

Для рассматриваемого нами случая двумерных донных рифелей, параметр Шильдса меняется в диапазоне $0 < \theta < 0,4$.

На свободной поверхности воды поток взвеси принимается равным нулю:

$$z = H, \quad \varepsilon_s \cdot \frac{\partial C}{\partial z} + w_s \cdot C = 0. \quad (8.3)$$

Конвективный поток взвеси $q_p(z, t)$ создается перемещением вихрей, после их отрыва от дна в моменты времени, приуроченные к смене знака придонной скорости воды. По мере движения от дна скорость перемещения вихря с наносами уменьшается за счет сопротивления и вовлечения окружающей воды, и поток взвеси должен уменьшаться с увеличением расстояния от дна. Строгое описание конвективного потока наносов пока невозможно и, в первом приближении, его можно представить в виде произведения концентрации на дне на среднюю скорость конвективного перемещения взвеси в направлении от дна:

$$q_p(z, t) = \alpha(t) \cdot C_b \left(t - \frac{z}{w_c} - \Delta t \right) \cdot w_c \cdot F(z), \quad (8.4)$$

где w_c – средняя скорость конвективного перемещения взвеси в направлении от дна; t – временная задержка флуктуаций концентрации относительно флуктуаций скорости воды, примерно равная $1/4 T_p$ (T_p – период, соответствующий частоте максимума спектральной плотности нормальной к берегу компоненты придонной скорости воды), $\alpha(t)$ – коэффициент, определяющий различие в амплитуде пиков концентрации, формируемых

в фазы торможения и ускорения волнового потока. Для фазы торможения ($\frac{\partial U}{\partial t} < 0$) $\alpha = 1$ и $\alpha = 0,2-0,3$ для фазы ускорения ($\frac{\partial U}{\partial t} > 0$). Отношение $\frac{z}{w_c}$ определяет временную задержку появления взвешенных наносов на горизонте z в процессе их конвективного переноса от дна. Функция $F(z)$ должна быть убывающей и отражать уменьшение конвективного потока взвеси с расстоянием от дна. По данным лабораторных измерений концентрации взвеси для условий двумерных рифелей на дне, средняя по времени концентрация взвешенного песка экспоненциально убывает с расстоянием от дна (Nielsen, 1992). Поэтому, в первом приближении, разумно принять экспоненциальную зависимость для этой функции:

$$F(z) = \exp\left(-\frac{z}{L}\right). \quad (8.5)$$

С учетом (8.2) и (8.5) формула (8.4) для конвективного потока взвеси примет вид:

$$q_p(z, t) = \gamma_0 \cdot C_0 \cdot \rho_s \cdot w_c \cdot \alpha \cdot \left[\frac{\theta \left(t - \frac{z}{w_c} - \Delta t \right) - \theta_{cr}}{\theta_{cr}} \right] \cdot \exp\left(-\frac{z}{L}\right), \text{ при } \theta > \theta_{cr}, \quad (8.6)$$

$$q_p(z, t) = 0, \text{ при } \theta \leq \theta_{cr}, \rho_s - \text{плотность частиц песка.}$$

Для расчета временной изменчивости концентрации по модели и ее сравнения с измеренными в натуральных условиях необходимо знать значения параметров γ_0 , w_c , Δt ,

L , ε_s и w_s . Применительно к условиям наших натуральных измерений принимались следующие значения этих параметров:

$w_s = 0,025$ м/с для песка со средним диаметром 0,21 мм при температуре воды 10° С,

$w_c = 0,1$ м/с, согласно оценкам временных задержек между пиками концентрации на разных горизонтах от гребней рифелей, по данным натуральных измерений, приведенных в работе (Ribberink, Al-Salem, 1995),

$L = 0,05$ м, что соответствует примерно трем высотам рифелей, т.е. средней высоте выброса вихрей, согласно данным лабораторных наблюдений (Nielsen, 1992),

$\varepsilon_s = 2,010^{-4}$ м²с⁻¹ – характерное значение коэффициента турбулентной диффузии взвешенных наносов по лабораторным наблюдениям средних профилей концентрации над гребнями двумерных рифелей,

$\Delta t = 1/4 T_p$, $\alpha = 810^{-4}$, $C_o = 0,6$, $\alpha = 1$ – для фазы торможения и $\alpha = 0,2$ – для фазы ускорения потока, согласно данным наших натуральных измерений, приведенных выше.

Значения параметра Шильдса рассчитывались по измеренному ряду скорости воды $U(t)$. Для простых случаев нерегулярных волн, например бихроматических волн, ряд скорости можно задавать в аналитическом виде.

Для численного интегрирования уравнений модели использовалась конечно-разностная аппроксимация с использованием неявной схемы.

По вертикальной координате использовалась логарифмическо-линейная сетка с уплотнением шага в придонной области, которая позволяет проводить более точную по сравнению с сеткой с равномерным шагом аппроксимацию частных производных вблизи дна, где градиенты концентрации взвешенных наносов наибольшие. Величина шага сетки варьировала от $2,7 \cdot 10^{-3}$ мм у дна до 1,3 см на расстоянии 1 м от дна.

Шаг по времени выбирался равномерным и равнялся 0,044 с для более точного разрешения флуктуаций, вызванных конвективным членом уравнения сохранения взвеси.

Для расчетов использовались измеренные ряды скорости, которые были предварительно сглажены численной фильтрацией (устранены спектральные компоненты с частотами более 0,8 Гц), а затем проинтерполированы для получения нужной для расчетов дискретности по времени.

Рассчитанные по модели и измеренные временные ряды концентрации взвешенного песка для горизонта 0,03 м от дна для случая двумерных донных рифелей высотой 0,014 м и длиной 0,092 м показаны на рисунке 8.1. Рассчитанные по модели изменения концентрации во времени хорошо согласуются с измеренными, и достаточно точно передают форму пиков концентрации, их количество и длительность.

Оценки коэффициента взаимной корреляции (рис. 8.2.) между измеренными и рассчитанными рядами концентрации взвешенных наносов дали его максимальное значение около 0,9 при нулевом значении временного сдвига.

Спектры концентрации (рис. 8.3), построенные по рассчитанному и измеренному рядам концентрации, подобны по виду и характеризуются наличием локальных максимумов на основной частоте пика спектра волн и ее удвоенной частоте. Теоретические значения спектральной плотности несколько выше измеренных.

Для количественной оценки были рассчитаны среднеквадратичные значения флуктуаций концентрации для модельного и измеренного рядов как для всей записи длительностью 1 час, так и для последовательных ее фрагментов длительностью 100 секунд. Оценки показали, что, в целом за запись, отношение среднеквадратичного значения флуктуаций концентрации по модельным расчетам к измеренным составляет 1,2. Для 100 секунд

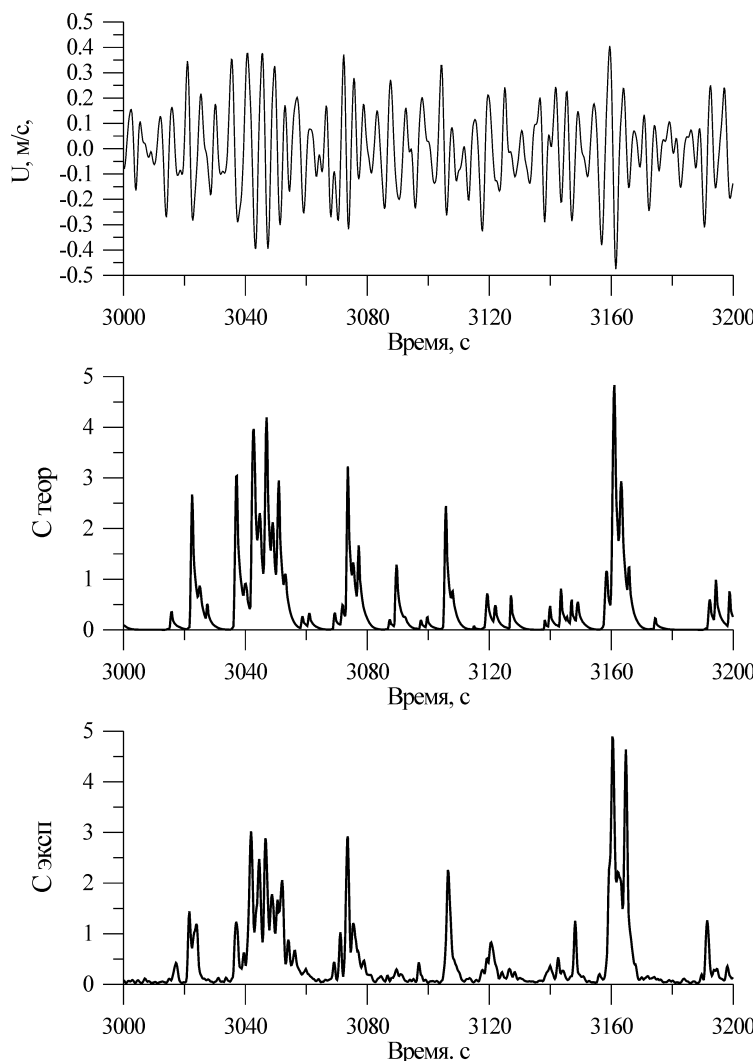


Рис. 8.1. Сравнение временных рядов концентрации взвеси по данным натуральных измерений и рассчитанного по математической модели

дних отрезков записи это отношение составило 0,9-1,3 и для большинства случаев оно больше единицы. Это свидетельствует о том, что при выбранных параметрах модель дает несколько завышенные значения по сравнению с данными измерений. Одной из причин этого является то, что оценки ряда параметров модели, использовавшихся при расчетах, взяты из результатов лабораторных экспериментов с монохроматическими волнами. Для уточнения параметров и дальнейшей верификации модели необходимы дальнейшие натурные исследования взвешивания наносов над рифельным дном. Особое внимание должно быть уделено детальному исследованию вертикальной структуры поля концентрации. Это позволит оценить вертикальный масштаб и скорость конвективного переноса взвеси и уточнить значения входящих в модель постоянных коэффициентов.

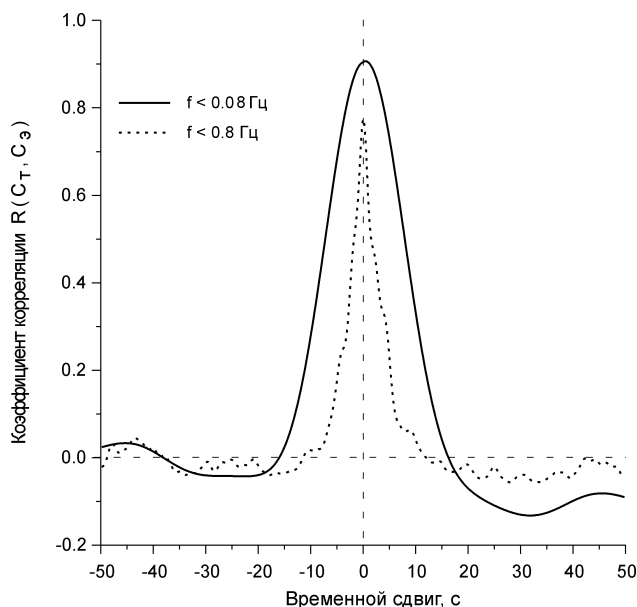


Рис. 8.2. Коэффициент взаимной корреляции между измеренным рядом концентрации ($C_э$) и рассчитанным по модели (C_T) для низкочастотного ($f < 0.08$ Гц) и всего диапазона частот ($f < 0.8$ Гц).

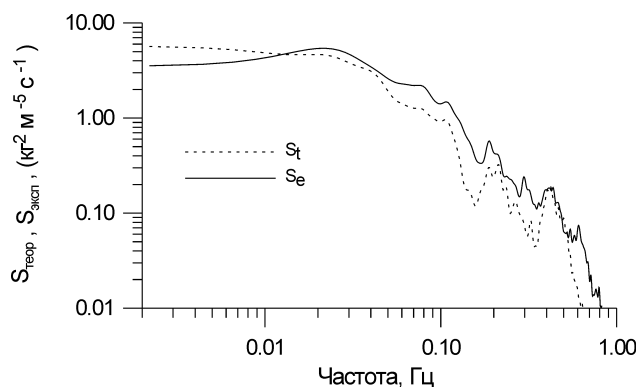


Рис 8.3. Сравнение спектров концентрации взвешенных наносов по данным натурных измерений и рассчитанного по математической модели.

8.2. Моделирование временной изменчивости взвешивания наносов нерегулярными волнами над плоским дном

Если при слабом взаимодействии волн с дном формирование вихрей определялось неустойчивостью потока при обтекании гребней рифелей, то при более интенсивных движениях воды у дна происходит стирание донных микроформ и основным механизмом генерации турбулентности является гидродинамическая неустойчивость движения воды в донном пограничном слое, когда малые возмущения в потоке приводят к взрывному характеру генерации турбулентности (Cantwell, 1981; Foster, Holman, Beach, 1994). Необходимым условием развития неустойчивости потока в погранслое является наличие точки перегиба на вертикальном профиле скорости воды. Лабораторные исследования турбулентности донного пограничного слоя над плоским шероховатым дном (Hino et al., 1983; Sleath, 1987; Cox, Kobayashi, 1999; Nihei et al., 2000) показали, что резкое увеличение турбулентной энергии и напряжения донного трения имеют место преимущественно в фазу торможения потока после

прохождения гребней волн и их затухание к моменту смены знака скорости на верхней границе пограничного слоя. Такой механизм генерации турбулентности определяет конвективный характер взвешивания наносов со дна и временную изменчивость их концентрации, примеры которой приведены в разделе 7.1.

В основу описания движения жидкости берется полуэмпирическая теория пограничного слоя, носящая название $k-l$ модели.

Движения воды и взвеси рассматриваются в вертикальном слое жидкости $z_0 \leq z \leq h$. Здесь $Z_0 = Z_N/30$ – нижняя граница, где Z_N – эффективная шероховатость дна, которая для гладкого песчаного дна принимается равной $Z_N = 2.5\bar{d}_{50}$. (\bar{d}_{50} – средний диаметр частиц песка на дне); h – верхняя граница расчетной области в вертикальном направлении.

Для однородных по горизонтали условий ($\delta_w/\lambda, \ll 1, h/\delta_w \gg 1, a_w/\lambda \ll 1$) линеаризованные уравнение баланса импульса для скорости воды и уравнение неразрывности концентрации взвешенных осадков имеют вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left((\varepsilon_t + \nu) \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (8.7)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_s \frac{\partial C}{\partial z} \right) + w_s \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial q_p}{\partial z}, \quad (8.8)$$

где: U – горизонтальная компонента скорости волнового потока; C – объемная концентрация взвешенных наносов; $\frac{\partial p}{\partial x}$ – горизонтальный градиент давления; ρ – плотность

воды; ε_t – коэффициент турбулентной вязкости; ε_s – коэффициент турбулентной диффузии частиц взвеси; q_p – конвективный поток взвеси; w_s – скорость оседания частиц в спокойной воде (гидравлическая крупность частиц песка); z – вертикальная координата, отсчитываемая от дна; a_w – амплитуда горизонтального смещения частиц воды вблизи дна; λ – длина волны; δ_w – наибольшая толщина донного пограничного слоя волнового потока.

Горизонтальный градиент давления в донном пограничном слое определяется изменением во времени горизонтальной компоненты скорости воды выше пограничного слоя:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial U_H(t)}{\partial t}, \quad (8.9)$$

где $U_H(t)$ – горизонтальная компонента скорости воды выше пограничного слоя, задаваемая аналитическим путем или по измеренному ряду скорости.

Коэффициент турбулентной вязкости определяется согласно гипотезе Колмогорова:

$$\varepsilon_t = c_1 k^{1/2} l, \quad (8.10)$$

где: c_1 – константа, l – вертикальный масштаб турбулентности, k – турбулентная кинетическая энергия (ТКЕ), определяемая из уравнения баланса турбулентной кинетической энергии:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_k \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \varepsilon_t \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \varepsilon_s \frac{(\beta - 1)}{\rho} g \frac{\partial C}{\partial z} - c_2 \frac{k^{3/2}}{l}, \quad (8.11)$$

где $\varepsilon_k = 0.73 \cdot \varepsilon_t$ – коэффициент диффузии ТКЕ, c_2 – константа, $\beta = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}$, ρ_s – плотность частиц песка, g – ускорение силы тяжести.

Константы в уравнениях (8.10) и (8.11) определяются как $c_1 = C^{1/4}$, $c_2 = C^{3/4}$, где $C=0,046$ (Davies, Li, 1997).

Вертикальный масштаб турбулентности l определяется по формуле, предложенной в работах А. Дэвиса (Davies, Li, 1997)), которая учитывает уменьшение l до нулевого значения с приближением к верхней границе рассматриваемой области:

$$l = \kappa \left(1 - \frac{z}{H}\right)^{1/2} k^{1/2} \left(\int_{z_0}^z \frac{dz}{k^{1/2}} + \frac{z_0}{k_0^{1/2}} \right), \quad (8.12)$$

где $\kappa = 0.4$ – константа Кармана).

Конвективный поток взвеси является функцией координаты и времени и задается в виде произведения вертикальной скорости на концентрацию взвеси:

$$q_p(z, t) = w(t) \cdot C_b(t) \cdot F(z), \quad (8.13)$$

где $F(z)$ – функция учитывающая затухание скорости перемещения вихря с расстоянием от дна, а $C_b(t)$ – концентрация при $z = z_0$, определяемая формулой (8.16). В качестве первого приближения принимается экспоненциальный закон изменения конвективного потока взвеси с расстоянием от дна:

$$F(z) = \exp\left(-\frac{z - z_0}{L}\right). \quad (8.14)$$

Конвективный поток взвеси приурочен к окрестности точки перегиба на вертикальном профиле скорости в донном пограничном слое в фазу замедления потока после прохождения гребней волн. Он отличен от нуля только для интервала времени Δt вблизи точек перегиба и принимается равным l_b / w_b (l_b – характерный вертикальный масштаб перемещения вихря, w_b – вертикальная скорость движения вихря в момент отрыва от дна).

Граничные условия на дне при $z = z_0$:

$$\begin{cases} U = 0 \\ \varepsilon_k \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \\ -\varepsilon_s \frac{\partial C}{\partial z} = w_s C_b(t) \end{cases} \quad (8.15)$$

где:

$$C_b(t) = \gamma \cdot \rho \cdot C_m \cdot S^{3/2}(t), \quad (8.16)$$

$$S(t) = \frac{|\theta(t)|}{\theta_{cr}} - 1 \quad \text{при } \theta(t) > \theta_{cr} \quad (8.17)$$

$$S(t) = 0, \quad \text{при } |\theta(t)| \leq \theta_{cr}. \quad (8.18)$$

$$\theta(t) = \frac{\tau_0(t)}{(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot \bar{d}_{50}} - \text{параметр Шильдса } (\theta_{cr} = 0.045 - \text{его критическое}$$

значение для начала движения донных наносов); $\tau_0(t) = \rho \left((\varepsilon_t + \nu) \frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=z_0}$ – напря-

жение трения волнового потока воды вблизи дна; w_s – скорость оседания частиц в спокойной воде (гидравлическая крупность частиц песка); ν – кинематическая вязкость воды.

На верхней границе расчетной области, $z=h$:

$$\begin{cases} \varepsilon_t \cdot \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \\ \varepsilon_k \frac{\partial k}{\partial z} = 0 \\ \varepsilon_s \cdot \frac{\partial C}{\partial z} + w_s \cdot C = 0 \end{cases} \quad (8.19)$$

Для численного решения уравнений использовалась разностная схема типа Кранка-Николсона.

Проведено тестирование модели для случая регулярных симметричных и асимметричных волн, для выбора оптимальных временных и пространственных шагов численной схемы.

На настоящем этапе проводится окончательная доводка численной схемы и выполнены первые, предварительные оценки временной изменчивости концентрации взвешенных наносов для нерегулярных волн. В последнем случае скорость воды у дна задавалось ее измеренным рядом (см. рис.7.9, раздел 7), полученном во время эксперимента “Новомихайловка-93” на Черном море. Во время этой записи дно в месте измерений было плоским, а средний диаметр частиц песка составлял 0,21 мм.

На рисунке 8.4 показано сравнение рассчитанных по модели и измеренных значений концентрации взвеси на горизонте 7 см от дна для временного фрагмента записи длительностью около 45 с в случае чисто диффузионного механизма взвешивания песка, когда в уравнении сохранения концентрации (8.8) отсутствует конвективный поток взвеси. Видно, что в этом случае рассчитанный ряд концентрации запаздывает по времени относительно измеренного. При этом расчетные значения концентрации примерно на 2 порядка меньше измеренных.

На рисунке 8.5 дается сравнение рассчитанных по модели и измеренных значений концентрации взвешенного песка для случая, представленного на рис.8.4, но с учетом конвективного механизма взвешивания наносов. Видно, что при учете конвективного механизма взвешивания наносов расчетные пики концентрации достаточно хорошо согласуются во времени с измеренными, а величины концентрации в них отличаются не более чем в 2 раза. Начало пиков концентрации приурочено к точкам перегиба после прохождения гребней волн, положение которых показано точками на хронограмме скорости (верхний рисунок). Расчеты по модели дают завышенные значения минимальной концентра-

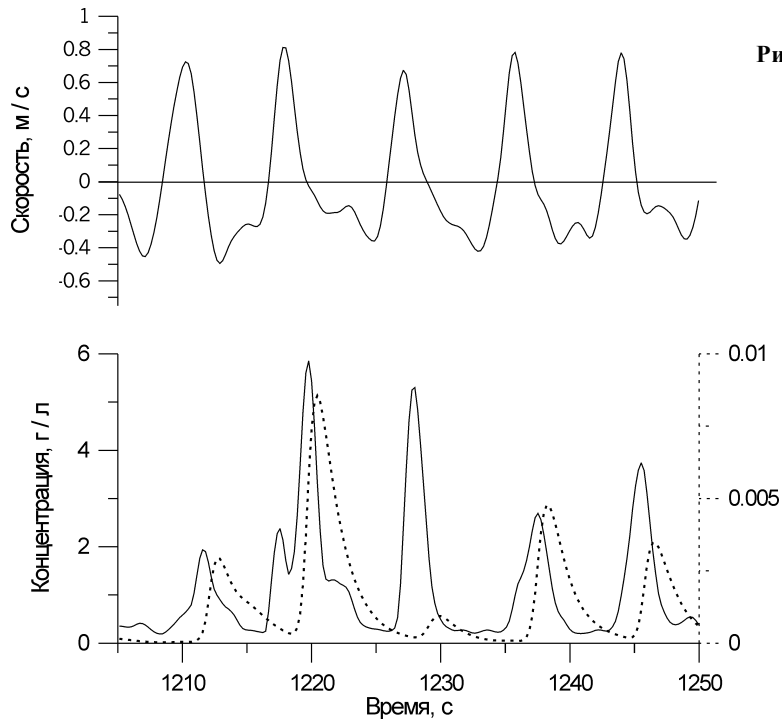


Рис. 8.4. Сравнение рассчитанных (пунктирная линия) и измеренных (сплошная линия) значений концентрации для случая чисто диффузионного механизма взвешивания песка.

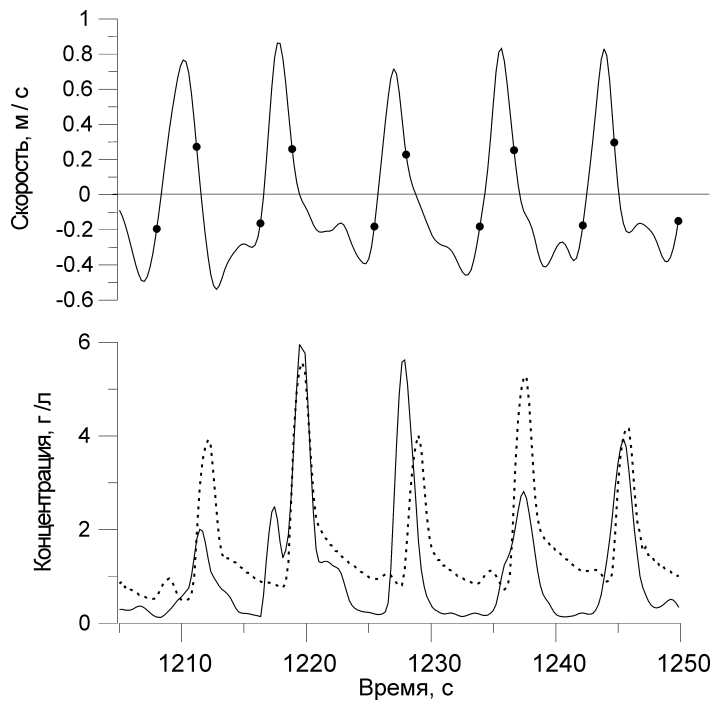


Рис. 8.5. Сравнение рассчитанных (пунктирная линия) и измеренных (сплошная линия) значений концентрации для случая конвективно-диффузионного механизма взвешивания песка.

ции по ложбинам волн. Вероятнее всего это связано с не учетом в модели горизонтальной адвекции облака взвеси. Представленные результаты свидетельствуют о преобладании конвективного механизма во взвешивании наносов над диффузионным в натуральных условиях.

8.3. Влияние особенностей групповой структуры волн на транспорт взвешенных наносов

В этом разделе рассматривается влияние изменений частотной структуры и асимметрии волн (раздел 3.3) на концентрацию и потоки взвешенных наносов на основе конвективно-диффузионной модели для случая рифельного дна (раздел 8.1).

Характерной особенностью трансформации волн над наклонным дном является перекачка энергии основной гармоники в кратные ей высшие. Классическим проявлением этого является почти полный обмен энергиями между первой и второй гармониками при прохождении изначально монохроматической волны через подводный вал. После прохождения подводного вала энергия второй гармоники может стать больше энергии первой (Madsen et al., 1998; Beji, Battjes, 1993). Для волн с групповой структурой так же характерны периодические изменения знака асимметрии волн (см. раздел 3.3).

Для моделирования этих особенностей мы рассмотрели шесть режимов придонных орбитальных волновых скоростей, соответствующих волнам высотой 30 см и периодом 10 секунд при глубине воды 2 метра и создающих на песчаном дне со средним диаметром песчинок 0,2 мм, рифели высотой 4 см и длиной волны рифелей 20 см. Придонные скорости частиц воды задавались выражением $U(t) = a_1 \cos(\omega t) + a_2 \cos(\omega t + \Delta\varphi)$, где, a – амплитуды гармоник, $\Delta\varphi$ – сдвиг фаз, а ω – круговая частота, равная $2\pi / 10$ рад/с. Были опробованы волны симметричные относительно вертикальной оси ($\Delta\varphi = 0$), с положительной ($\Delta\varphi > 0$) и отрицательной ($\Delta\varphi < 0$) асимметрией, а так же с доминирующими как первой ($a_1 = 2a_2$), так и второй ($a_1 = 0.5a_2$) гармониками, гипотетически могущие наблюдаться на переднем и заднем склоне подводного вала соответственно. Параметры промоделированных режимов приведены в таблице 8.1

Таблица 8.1.

Номер режима	a_1 (м/с)	a_2 (м/с)	$\Delta\varphi$ (рад)
1	0.24	0.12	0
2	0.24	0.12	$\pi / 3$
3	0.24	0.12	$-\pi / 3$
4	0.12	0.24	0
5	0.12	0.24	$\pi / 3$
6	0.12	0.24	$-\pi / 3$

На рисунке 8.6 показаны хронограммы придонных скоростей волн с различной асимметрией для случаев большей первой (а) и второй (б) гармоник.

На рисунке 8.7 показаны вертикальные профили средних по времени концентраций ($\bar{C}(z)$) взвешенных наносов для случая $\Delta\varphi = 0$. Асимметрия волн изменяет среднюю концентрацию не более чем на 1% и соответствующие профили концентрации для раз-

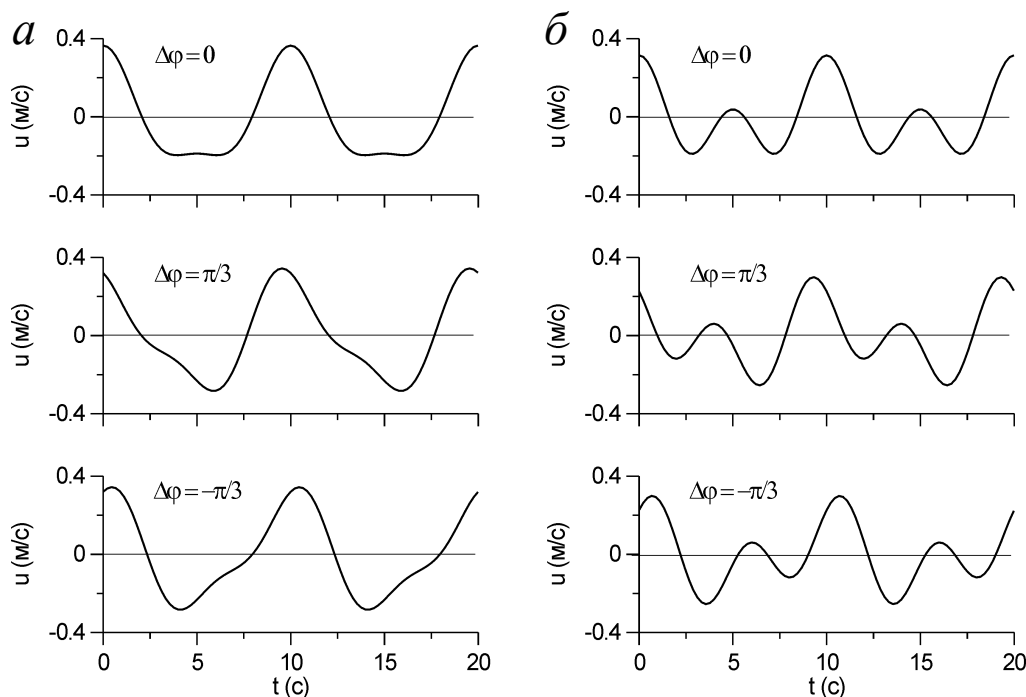


Рис.8.6. Хронограммы придонных скоростей волн с различной асимметрией для случаев большей первой (а) и второй (б) гармоник

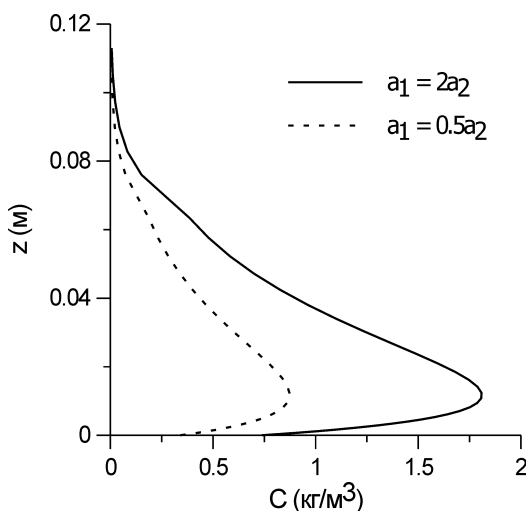


Рис.8.7. Вертикальные профили средних по времени концентраций ($\bar{C}(z)$) взвешенных наносов.

личных значений $\Delta\varphi$ практически совпадают. Средняя по времени концентрация на переднем склоне подводного вала ($a_1 = 2a_2$, режимы 1-3) в два раза выше, чем на заднем склоне ($a_1 = 0.5a_2$, режимы 4-6). Этот факт может быть использован для разработки механизма эволюции подводных валов направленными к берегу и от берега постоянными во времени движениями воды (например, разрывными течениями; “Стоксовым масс-транспортом”, неизбежно существующим при любых волновых режимах; придонным оттоком воды, компенсирующим штормовые нагоны).

На рисунке 8.8 показаны вертикальные профили осредненного во времени потока наносов по нормали к берегу ($\bar{q} = \overline{C(t)U(t)}$). Расходы наносов во

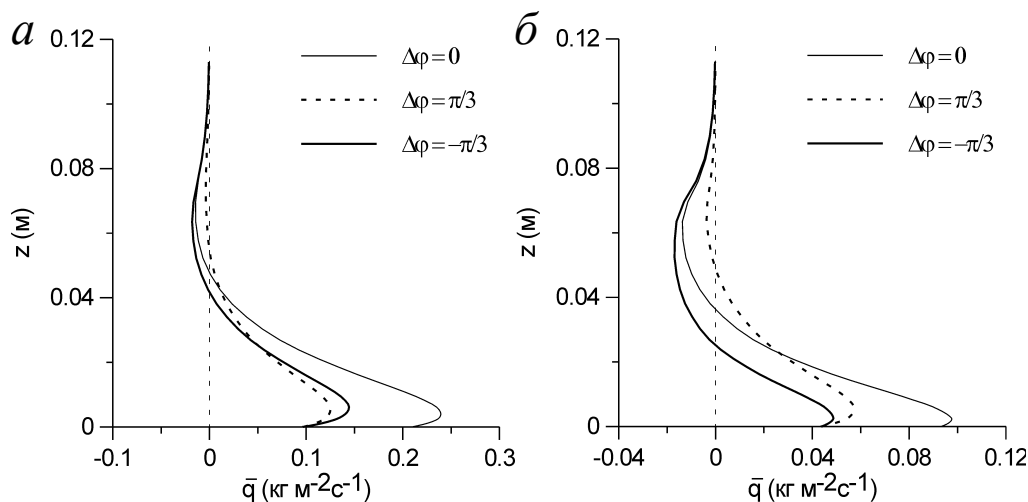


Рис. 8.8. Вертикальные профили осредненного во времени потока наносов по нормали к берегу для случаев $a_1 = 2a_2$ (а) и $a_1 = 0.5a_2$ (б).

Таблица 8.2.

Номер режима	1	2	3	4	5	6
Величина расхода (кг м ⁻¹ с ⁻¹)	$4.73 \cdot 10^{-3}$	$2.82 \cdot 10^{-3}$	$2.44 \cdot 10^{-3}$	$1.19 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^{-3}$	$-6.14 \cdot 10^{-5}$

всей толще воды приведены в таблице 8.2. Положительные величины направлены к берегу, отрицательные от берега.

Из рисунка 8.8 и таблицы 8.1 видно, что на переднем склоне подводного вала (случаи $a_1 = 2a_2$, режимы волн 1-3) знак асимметрии волн практически не влияет на величины потоков и расхода. Однако сам факт наличия асимметрии уменьшает величины потоков и расхода почти вдвое (см. рис. 8.8а). На заднем склоне подводного вала (случаи $a_1 = 0.5a_2$, режимы волн 4-6) влияние знака асимметрии волн существенно и приводит к изменению направления расхода наносов (см. рис. 8.8б). Рассчитанные ко-спектры скорости и концентрации на различных горизонтах показали, что наблюдаемые особенности профилей концентрации и расхода объясняются соотношением знаков и величин потоков наносов на частотах первой и второй гармоник.

Подчеркнем, что рассмотренные расходы наносов имеют чисто волновую природу и вместе с вышерассмотренными особенностями профилей средней по времени концентрации могут быть положены в основу объяснения эволюции подводного рельефа песчаных берегов под совместным действием волн и нормальных к берегу течений.

8.4. Оценка применимости энергетического подхода для расчета поперечного транспорта взвешенных наносов

Расход наносов по нормали к берегу является одним из важнейших параметров для моделирования морфодинамических процессов в береговой зоне моря. Особенно важно

прогнозировать его величину, направление и временную изменчивость для зоны разрушения волн, где имеют место наиболее интенсивное перемещение наносов и деформации профиля дна во время штормов. В последние годы для расчета расхода наносов по нормали к берегу широко используется энергетическая концепция. Она была разработана Бэгнольдом для оценки расхода наносов в поступательных потоках и затем адаптирована для волновых потоков (Bowen, 1980; Bailard, 1981). Притягательность энергетического подхода заключается в простоте формул и очевидности основной идеи – чем больше энергия волнового потока, тем интенсивнее перемещаются наносы. Анализ натуральных экспериментов и модельных оценок, опубликованных в последнее время, показывает, что пока мы не имеем однозначного мнения о пригодности энергетического подхода для прогноза транспорта взвешенных наносов для условий нерегулярных волн (Кузнецов, 1999; Foote et al., 1995; Soulsby, 1995; Russell et al., 1996).

В настоящее время для прогноза потока наносов по нормали к берегу наиболее часто используется квазистационарное приближение энергетического подхода в варианте Дж. Бэйларда (Bailard, 1981). Для уклонов дна порядка нескольких сотых долей единицы, которые имели место в наших натуральных экспериментах, поток взвешенных наносов согласно модели Бэйларда будет определяться по формуле:

$$q_p(t) = \frac{\varepsilon_s \cdot f_w \cdot \rho_s \cdot \beta_0}{g \cdot h} \cdot |\bar{U}(t)|^3 \cdot U(t), \quad (8.20)$$

где f_w – коэффициент донного трения для волнового потока; $\beta_0 = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}$, ρ_s и ρ – плотность твердых частиц взвеси и воды, соответственно; g – ускорение силы тяжести; w_s – скорость оседания частиц взвеси в спокойной воде; $U(t)$ – временной ряд нормальной к берегу скорости воды; ε_s – коэффициент эффективности переноса песка.

Формулу (8.20) представим в виде произведения концентрации на скорость волнового потока:

$$q_p(t) = C_T(t) \cdot U(t), \quad (8.21)$$

$$C_T = \frac{\varepsilon_s \cdot f_w \cdot \rho_s \cdot \beta_0}{g \cdot h} \cdot |\bar{U}(t)|^3. \quad (8.22)$$

Для оценки вклада различных частотных диапазонов спектра нерегулярных волн в результирующий поток наносов его удобно представить в виде:

$$\langle C_T(t)U(t) \rangle = \langle C_T(t) \rangle \langle U(t) \rangle + \langle C_T(t)U(t) \rangle_L + \langle C_T(t)U(t) \rangle_W + \langle C'_T(t)U'_T(t) \rangle, \quad (8.23)$$

где $\langle C_T(t)U(t) \rangle$ есть результирующий поток взвешенных наносов по нормали к берегу, который является суммой потоков: за счет среднего по времени течения ($\langle C_T(t) \rangle \langle U(t) \rangle$); за счет инфрагравитационных (длиннопериодных) волн ($\langle C_T(t)U(t) \rangle_L$); за счет гравитационных (короткопериодных) волн ($\langle C_T(t)U(t) \rangle_W$) и за счет турбулентного переноса ($\langle C'_T(t)U'_T(t) \rangle$). В этих формулах $C_T(t)$, $U(t)$ – мгновенные значения концентрации взвешенных наносов, рассчитываемой по (8.22) и нормальной к берегу компоненты скорости воды, а символ $\langle \rangle$ означает осреднение во времени за период записи.

Поскольку вклад турбулентного переноса в результирующий поток наносов по нормали к берегу мал по сравнению с другими членами уравнения (8.23), то его можно не рассматривать при дальнейших расчетах.

Аналогичным образом оценивался поток наносов по экспериментальным данным:

$$\langle C(t)U(t) \rangle = \langle C(t) \rangle \langle U(t) \rangle + \langle C(t)U(t) \rangle_L + \langle C(t)U(t) \rangle_W, \quad (8.24)$$

где $C(t)$ – измеренный ряд концентрации.

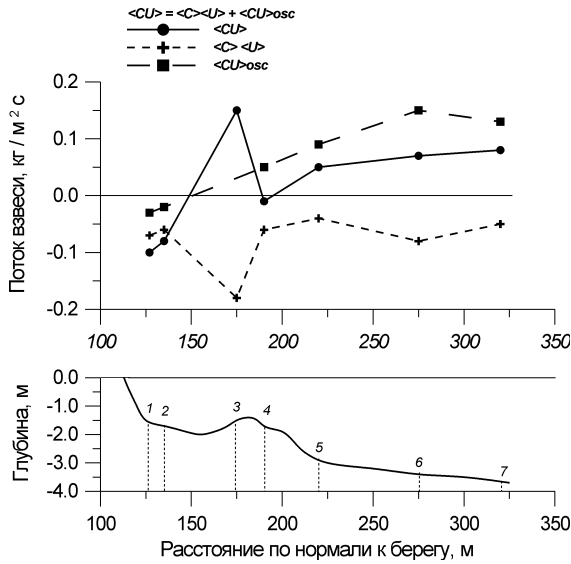


Рис. 8.9. Изменение различных компонент потока взвешенных наносов с расстоянием от берега. Положение точек измерений на подводном профиле показаны на нижнем рисунке (Jaffe, Sternberg, Sallenger, 1984).

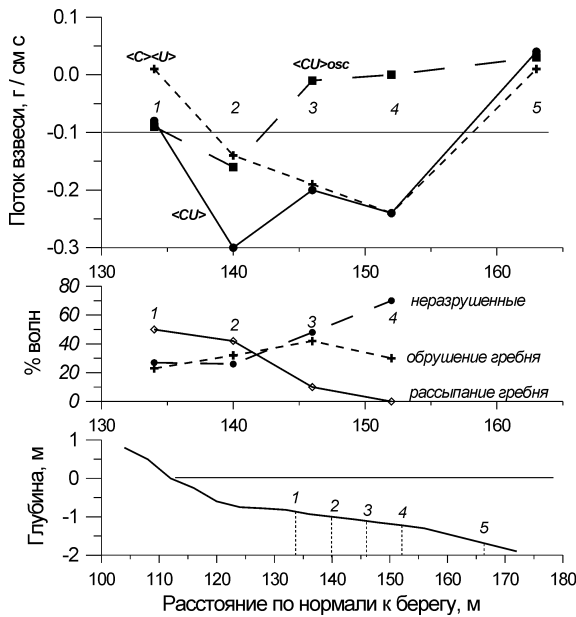


Рис. 8.10. Изменение различных компонент потока взвешенных наносов и процентного соотношения разрушающихся и неразрушенных волн с расстоянием от берега. Положение точек измерений на подводном профиле показаны на нижнем рисунке (Beach, Sternberg, 1966).

Осцилляционные движения воды (два последних члена уравнения 8.24) могут вносить существенный вклад в результирующий расход наносов по нормали к берегу, о чем наглядно свидетельствуют результаты натурных измерений приведенные на рис. 8.9 и 8.10. На первом из них представлено изменение вдоль подводного склона результирующего потока взвеси по нормали к берегу $\langle CU \rangle$, а также вклада в него за счет средних по времени течения и концентрации $\langle C \rangle \langle U \rangle$ и за счет осцилляционных движений воды $\langle CU \rangle_{osc} = \langle CU \rangle_L + \langle CU \rangle_W$. Положительные значения – поток взвеси к берегу, отрицательные – от берега. Измерения выполнялись в 7 точках вдоль профиля дна и охватывали придонный слой высотой 61 см (Jaffe, Sternberg, Sallenger, 1984).

Если поток взвешенных наносов за счет среднего по времени течения направлен от берега, то поток взвеси за счет осцилляционных движений воды практически всюду направлен к берегу и по абсолютной величине больше. Это приводит к тому, что результирующий поток взвеси также направлен к берегу и во многом определяется осцилляционной компонентой потока взвеси.

Влияние соотношения между разрушающими волнами различного типа и неразрушенными волнами в точках измерений на компоненты потока взвешенных наносов в различных точках подводного склона показано на рис. 8.10. Видно, что вклад осцилляционных движений воды увеличивается в точках, где доминируют волны, обрушающиеся рассыпанием гребня (точки наблюдений 1 и 2).

Рассчитываемые по модели Бэйларда и измеренные потоки взвешенных наносов за счет коротко и длиннопериодных волн оценивались с помощью интегрирования Ко-спектров между концентрацией взвеси и скоростью воды в частотном диапазоне $0,005 \text{ Гц} < f < 0,05 \text{ Гц}$ (длиннопериодные волны) и $0,05 \text{ Гц} < f < 0,5 \text{ Гц}$ (короткопериодные волны). Для расчетов использовались измеренные ряды скорости длительностью 1 час, полученные во время натурного эксперимента “Нордерней-94” и следующие значения параметров: $\rho_s = 2650 \text{ кг/м}^3$; $\rho = 1020 \text{ кг/м}^3$; $f_w = 0,01$; $\varepsilon_s = 0,02$; $w_s = 0,028 \text{ м/с}$.

На Рис. 8.11–8.14 представлены типичные результаты оценок для зоны разрушения волн, отличающихся значением средней по времени скорости воды (противотечение в зоне разрушения волн). Теоретические величины потоков показаны точечной штриховкой, а экспериментальные – косой штриховкой. Положительные значения потока означают его направление к берегу, а отрицательные – от берега.

Результаты расчетов для ситуации, когда скорость противотечения была близка к нулю, и перенос взвеси осуществляется осцилляционными движениями воды, представлены на рис. 8.11. Видно, что по данным измерений основной вклад в результирующий поток взве-



Рис. 8.11. Измеренные (красный цвет) и рассчитанные по модели Бэйларда потоки взвешенных наносов (синий цвет). Эксперимент “Нордерней-94” (Северное море). Условия измерений: высота значительных волн – 0.80 м, период пика спектра – 8.7 с, глубина – 1.14 м. Дно плоское. Скорость противотечения - $\langle U^- \rangle = -0.01 \text{ м/с}$.

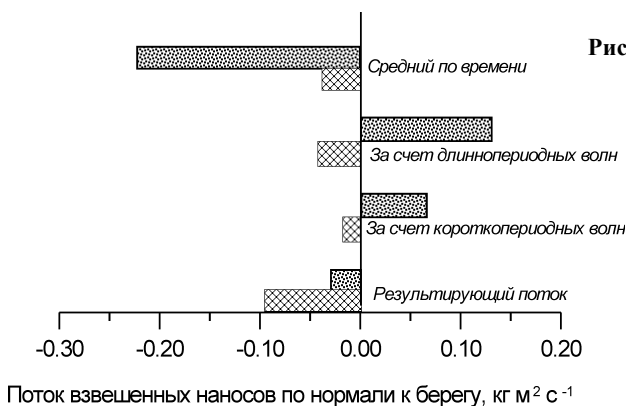


Рис. 8.12. Измеренные (красный цвет) и рассчитанные по модели Бэйларда потоки взвешенных наносов (синий цвет). Эксперимент “Нордерней-94” (Северное море). Условия измерений: высота значительных волн – 0.84 м, период пика спектра – 9.7 с, глубина – 1.16 м. Дно плоское. Скорость противотечения - $\langle U^- \rangle = -0.1 \text{ м/с}$.

шенных наносов по нормали к берегу вносят длиннопериодные волны. Среднеквадратичное значение флуктуаций потока наносов составило $1,15 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которое на порядок величины меньше результирующего потока. В противоположность данным измерений модель дает основной вклад в результирующий поток наносов за счет короткопериодных волн.

Аналогичные оценки для случая, когда скорость противотечения составляла $0,1 \text{ м/с}$ приведены на рис. 8.12. Измеренные потоки за счет длинно и короткопериодных волн направлены к берегу и почти полностью компенсируют поток наносов от берега за счет противотечения. Среднеквадратичное значение флуктуаций потока наносов составило $1,25 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которое близко к предыдущему случаю. Потоки наносов за счет длинно и короткопериодных волн по модели направлены от берега противоположно измеренным.

На рисунке 8.13 показаны результаты для случая, когда скорость противотечения составляла $0,18 \text{ м/с}$. Результирующий поток взвешенных наносов направлен от берега в море. Рассчитанные по модели потоки за счет длинно короткопериодных волн примерно те же самые по величине и направлены от берега в море противоположно измеренным. Расчетные и измеренные результирующие потоки примерно равны по величине, но вклад противотечения, коротких и длинных волн различен.

Ситуация, при которой наблюдались большие скорости противотечения ($0,4 \text{ м/с}$) представлена на рис. 8.14. В этом случае основной вклад в результирующий поток наносов

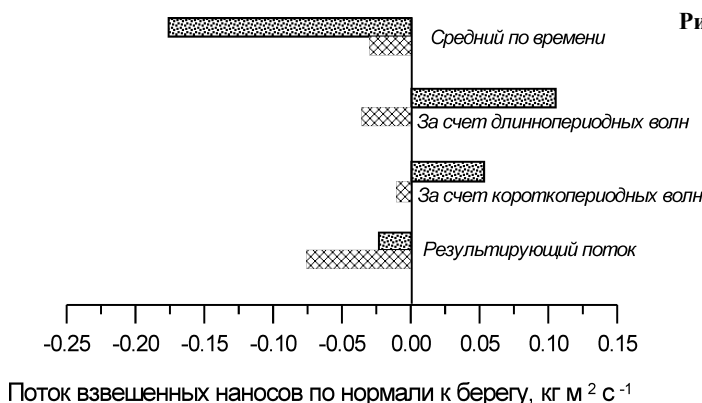


Рис. 8.13. Измеренные (красный цвет) и рассчитанные по модели Бэйларда потоки взвешенных наносов (синий цвет). Эксперимент “Нордерней-94” (Северное море). Условия измерений: высота значительных волн – 1.31 м , период пика спектра – 9.8 с , глубина – 2.05 м . Дно плоское. Скорость противотечения - $\langle U^- \rangle = -0.18 \text{ м/с}$.



Рис. 8.14. Измеренные (красный цвет) и рассчитанные по модели Бэйларда потоки взвешенных наносов (синий цвет). Эксперимент “Нордерней-94” (Северное море). Условия измерений: высота значительных волн – 1.42 м , период пика спектра – 9.8 с , глубина – 2.30 м . Дно плоское. Скорость противотечения - $\langle U^- \rangle = -0.40 \text{ м/с}$.

дает противотечение. Потoki за счет длинно- и короткопериодных волн по данным измерений вносят лишь 10 % в результирующий поток наносов и направлены от берега в море противоположно модельным оценкам. Эти же потоки по модельным оценкам вносят около 60 % в результирующий поток наносов по нормали к берегу.

Необходимо отметить, что рассмотренное выше сравнение измеренных и рассчитанных потоков взвешенных наносов физически не совсем корректно, поскольку концентрация взвеси $C(t)$ измерялась на одном горизонте 10-15 см от дна, а в модели $C_T(t)$ – средняя по высоте взвешивания наносов.

Однако направления потоков определены достаточно корректно, поскольку за счет конвективного характера взвешивания вихрями наносы практически мгновенно распределяются по высоте придонного слоя. Кроме этого, натурные исследования (Osborn, Greenwood, 1992) показали, что в зоне разрушения волн осредненная по высоте взвешенного слоя концентрация примерно соответствует средней по времени концентрации на горизонте 10-20 см от дна. Принимая во внимание, что наши измерения проводились на горизонте 10-15 см, то в первом приближении их разумно использовать для проверки энергетического подхода. Косвенным подтверждением этому служат сходные с нашими оценки модели Бэйларда, выполненные на базе осредненной по высоте слоя взвешивания измеренной концентрации (Foote et al., 1995).

Приведенные выше результаты натурных исследований потока взвешенных наносов и их сравнение с формулой Бэгнольда показывают, что она удовлетворительно предсказывает поток взвеси только для условий, когда скорости среднего течения превышают 0,15 м/с. Поэтому использование формулы (8.23) в зоне разрушения волн возможно лишь в тех случаях, когда доминирующий вклад в результирующий поток наносов вносит среднее по времени противотечение. Вклад осцилляционных движений воды формулой Бэгнольда описывается неудовлетворительно. Это связано с тем, что в зоне разрушения волн концентрация взвеси определяется макромасштабной турбулентностью при обрушении волн, параметры которой определяются типом разрушения волн и прямо не зависят от скорости воды, как это принимается в модели Бэгнольда. В зоне неразрушенных волн, как было показано в разделах 7.1 и 7.2, между концентрацией взвешенных наносов и скоростью воды существует сдвиг по фазе, который не учитывается в формуле Бэгнольда.
