

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465.552

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СДВИГОВЫХ СЛОЕВ И ОПИСАНИЕ МАССОБМЕНА В ПЛОТНОСТНОМ ТЕЧЕНИИ

Б. И. Самолюбов, А. В. Шильнев

(кафедра физики моря и вод суши)

E-mail: sea251@phys.msu.su

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований вертикального переноса тепла и взвеси в придонном стратифицированном течении. Предложена апробированная по данным натурных измерений математическая модель для расчета распределений температуры и концентрации взвешенных частиц по всей толщине течения, построенная на базе гипотезы взаимодействия сдвиговых слоев (придонного и слоя смешения). Разработанная методика пригодна для теоретического описания профилей с различной локальной кривизной, квазиступенчатых и содержащих максимумы концентрации взвеси. Изменения профилей во времени рассчитываются при нестационарных граничных условиях. Учитываются эффекты влияния плотностной стратификации и активности примеси на вертикальный обмен в сдвиговых слоях и ядре течения.

Введение

Распространение плотностных течений в морях, озерах и водохранилищах сопровождается загрязнениями гидросферы, заилением водоемов и разрушениями подводных коммуникаций. К проблемам моделирования таких потоков относится описание турбулентного обмена в ядре течения. Находящаяся в ядре зона контакта придонного слоя и слоя смешения течения отличается переходами профилей концентраций примесей и температуры от квазиоднородных к содержащим максимумы и квазиступенчатым. Данные исследований, необходимые для выявления механизмов подобных эффектов, уникальны [1–5]. В этой статье предлагается модель массопереноса на базе гипотезы взаимодействия сдвиговых слоев плотностного течения.

Модель взаимодействия сдвиговых слоев

Плотностное течение представляет собой пристеночную струю с двумя сдвиговыми слоями — придонным и слоем смешения (рис. 1). Приведенные типичные профили скорости U , температуры T , концентрации взвеси S с указанными выше особенностями получены экспедициями МГУ на Можайском водохранилище и озере Имандра [6, 7]. В ходе анализа данных используются также результаты измерений, выполненных авторами на Иваньковском водохранилище [4].

Для описания энергопереноса в струях эффективна гипотеза взаимодействия сдвиговых слоев, развитая в [2] без учета плотностной стратификации. Предполагается, что максимум скорости разделяет течение на две области с определяющими их крупномасштабными вихреобразованиями. Турбулентное напряжение $\tau = -\rho \langle u'w' \rangle$ в этих областях обычно

имеет знак градиента скорости U (u', w' — пульсации продольной и вертикальной компонент U). По гипотезе, два крупномасштабных вихреобразования не отделяются резко линией экстремума, а поочередно пересекают ее, перенося жидкость со знаком τ , присущим зоне генерации турбулентности. Знак τ не изменяется сразу после пересечения линии экстремума, а среднее значение τ равно

$$\tau = \tau^+ + \tau^-, \quad (1)$$

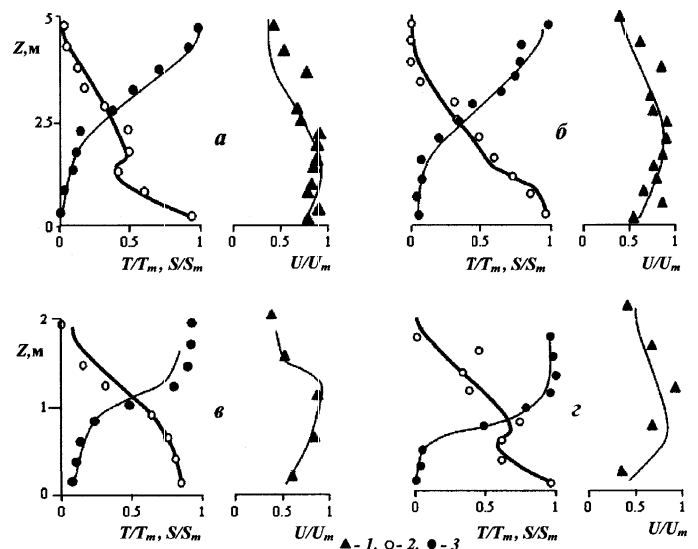


Рис. 1. Характерные профили нормированных значений скорости придонного плотностного течения $U/U_m = 1$, концентрации взвеси $\Delta S/\Delta S_m = 2$ и температуры воды $\Delta T/\Delta T_m = 3$: а) и б) — с максимумом и с квазиступенчатым распределением S (Можайское водохранилище, ст. Зурбаган, июль 1998); в) и г) — с квазилинейным изменением S в ядре течения и с максимумом S (оз. Имандра, губа Белая, август 1999). Обозначения: m , u и k — индексы параметров на высотах максимума скорости, верхней границы течения и на нижнем уровне определения S , T ; $\Delta S = S(z) - S(z_u)$, $\Delta T = T(z) - T(z_k)$

где $\tau^+ = \gamma\tau_{\text{down}}$, $\tau^- = (1 - \gamma)\tau_{\text{up}}$, γ — функция взаимодействия или мера времени прохождения жидкости через ядро струи только с одной стороны (сверху или снизу). Функция γ в работе [3] не приводится.

Здесь и ниже в тексте индексы «-» и «+» относятся соответственно к параметрам в слоях смешения и придонном, k — в ближайшей ко дну точке измерений S и T , а 0 — в начальный момент времени.

Представление о взаимодействии сдвиговых слоев, предлагаемое в данной работе для плотностного течения, дает рис. 2. Потоки примеси из придонного слоя и слоя смешения распространяются, плавно угасая, до уровней $z_m(1 + \delta_p) \leq z_m^+$ и $z_m(1 - \delta_p) \geq z_m^-$ соответственно. Здесь $\delta_p z_m$ — интервал проникновения с преобладающим крупномасштабным переносом, находящийся в области взаимодействия с границами $z_m^+ = z_m + \Delta$, $z_m^- = z_m - \Delta$, на периферии которой доминирует мелкомасштабный перенос. Время прохождения потока массы через зону $\delta_p z_m$ определяется функцией γ , аналогичной γ из (1).

При взаимодействии области с профилями S , T , соответствующими слоям смешения и придонному, попеременно «вытесняют» друг друга из зоны $z_m \pm \Delta$. Профили S , T по всей высоте течения z_u получаются, как и в (1), сшиванием распределений S^-, T^-, S^+, T^+ в слоях $z_m^- \div z_u$ и $z_k \div z_m^+$ в виде

$$S = \gamma_p S^+ + (1 - \gamma_p) S^-, \quad T = \gamma_p T^+ + (1 - \gamma_p) T^-. \quad (2)$$

Функции S^-, T^-, S^+, T^+ находятся из уравнения

диффузии

$$d_t \varphi - \omega_\varphi \partial_z \varphi = \partial_z (K_\varphi \partial_z \varphi), \quad (3)$$

где t — время, x — расстояние по течению, z — высота над уровнем дна, $\varphi = S, T$; ω_φ — гидравлическая крупность; $d_t \varphi = \partial_t \varphi + u \partial_x \varphi + w \partial_z \varphi$ (в рамках плоской задачи); $\omega_\varphi = \omega_f$ при $\varphi = S$ и $\omega_\varphi = 0$ при $\varphi = T$; $K_\varphi = K_s, K_h$. Здесь u и w — продольная и вертикальная компоненты скорости; $k_s = k_u / \text{Sc}$, $k_h = k_u / \text{Pr}$; Sc и Pr — числа Шмидта и Прандтля, k_u — турбулентная вязкость.

Профили концентрации, температуры и функции взаимодействия

Профили $S(z)$ и $T(z)$ находятся в приближениях локальной квазистационарности и горизонтальной квазиоднородности течения на интервалах Δt_q с условиями: $T = T_u$, $S = S_u$, $K_s \partial_z S = -\omega_f S_u$ при $z = z_u$ и $T = T_k$, $S = S_k$ при $z = z_k$. На интервале Δt_q изменения S, T много меньше заданной точности расчета (подробнее см. [3]). Время съемки профилей S, T (до 12 мин) не превышало Δt_q [6, 7]. Распределения S, T по z и t (в расчетный период $t_\Sigma \gg \Delta t_q$) представляются в виде последовательностей сменяющих друг друга профилей, соответствующих указанным приближениям, с параметрами, найденными для каждого интервала Δt_q по известным для него T_u, S_u, T_k, S_k .

Распределения S, T при $z \leq z_m^+$ получаются из (3) при $K_u = U_t^2 / \partial_z U$ с $\partial_z U = (U_\tau / z_m) / [(\kappa \zeta)^{-1} + (z_m / L_a)]$ и $\tau = \rho U_\tau^2 = \rho U_*^2 (1 - \zeta)$ по [3, 8]. Здесь

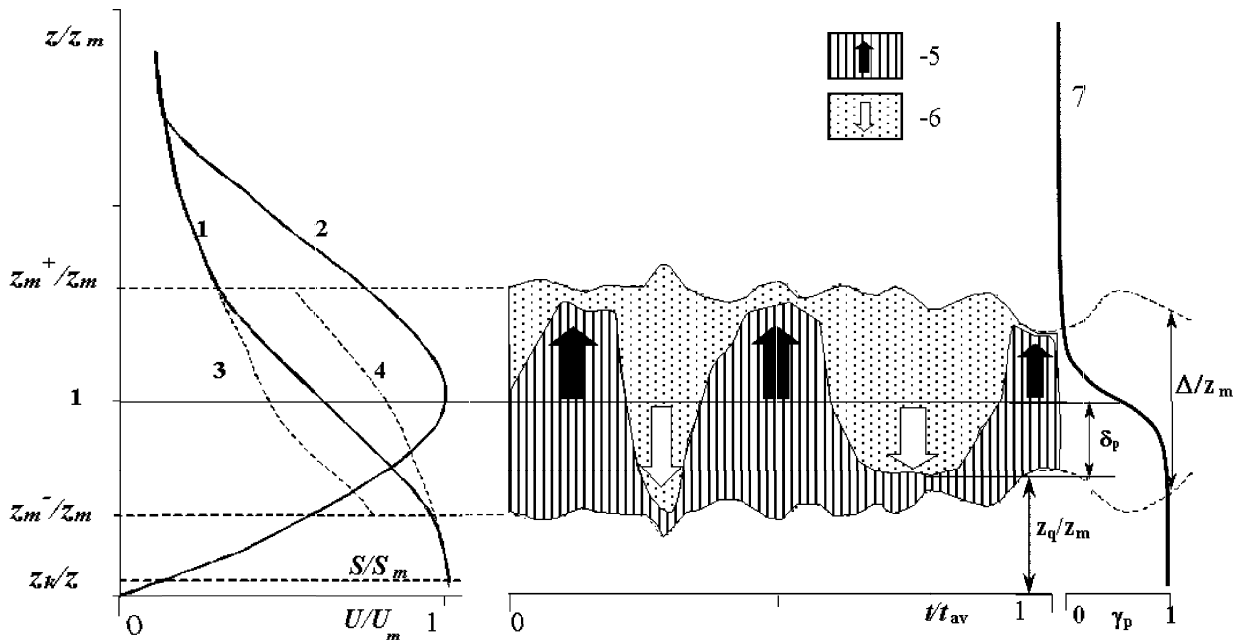


Рис. 2. Схема взаимодействия сдвиговых слоев. Обозначения: 1, 2 — профили скорости течения U/U_m и концентрации взвеси S/S_m ; 3 и 4 — распределения S/S_m в слоях $z_m^- \div z_u$ и $z_k \div z_m^+$ в отсутствие взаимодействия; 5 и 6 — турбулентные потоки взвеси из придонного слоя в слой смешения и наоборот; δ_p и Δ/z_m — глубина проникновения и толщина слоя взаимодействия, нормированные на высоту максимума скорости z_m ; z_q — равновесный уровень с $\gamma_p = 0.5$; 7 — профиль функции взаимодействия γ_p из (6); t_{av} — время съемки профилей S, T ; $z_m^+ = z_m + \Delta$, $z_m^- = z_m - \Delta$

U_τ и $U_* = C_D \bar{U}^2 / 2$ — сдвиговая и динамическая скорости; черта сверху — знак осреднения по высоте течения; $C_D \cong 2.5 \cdot 10^{-3} + 3 \cdot 10^{-4} \text{Ri}_u$ — коэффициент сопротивления у дна; $\text{Ri}_u = (N_u z_u)^2 / \bar{U}^2$ и $N_u = (g \Delta \rho / \rho z_u)^{1/2}$ — интегральные число Ричардсона и частота плавучести для потока в целом; $\zeta = z/z_m$; $\kappa = 0.4$; L_a — масштаб обмена, получающийся из условия $U = U_m$ при $z = z_m$; g — ускорение свободного падения.

При $z \geq z_m^-$ профили $\Delta T^- = T - T(z_m^-)$, $\Delta S^- = S^- - S(z_u)$ аналогичны профилям, известным в теории струй, в приближениях которой $\partial_\xi f_T / f_T = \alpha_T \text{Pr} \partial_\xi f_u / f_u$ и $\partial_\xi f_s / f_s = \alpha_s \text{Sc} \partial_\xi f_u / f_u$, где $f_T = \Delta T^- / \Delta T_m^-$, $f_s = \Delta S^- / S_m^-$, $\Delta T_m^- = T_u - T(z_m^-)$, $\Delta S_m^- = S(z_m^-) - S_u$ [9]. Здесь $f_u = \Delta U / \Delta U_m$, $\Delta U = U - U_F$, $\Delta U_m = U_m - U_F$, $U_F = U(z_u)$, $f_u = 1 - 3\xi^2 + 2\xi^3$, $\xi = |z - z_m^-| / (z_u - z_m^-)$ [3].

В итоге распределения T , S находятся по формулам (2) с компонентами

$$T^+ = T_k + \text{Pr}^+ F_Q I(\zeta) / U_*, \quad (4)$$

$$T^- = T(z_m^-) + \Delta T_m^- (1 - f_u)^{\alpha_T} \text{Pr}^-,$$

$$S^+ = S_k \exp[-\omega_f \text{Sc}^+ I(\zeta) / U_*], \quad (5)$$

$$S^- = S(z_u) + \Delta S_m^- f_u^{\alpha_s} \text{Sc}^-,$$

где $I = U_* z_m \int_{\zeta_k}^{\zeta} k_u^{-1} d\zeta$ (берется аналитически после разложения k_u^{-1} в ряд по степеням ζ); $F_Q C_P \rho$ — поток тепла в слое $z_k \div z_m^+$ (C_P — теплоемкость при постоянном давлении); $\alpha_T \cong 0.26$, $\alpha_s \cong 0.4$.

Функция γ_p , согласно схеме (рис. 2) и комментарию к ней, равна 0.5 на равновесной высоте $z = z_q$ и приближается к 0 и к 1 соответственно при $z > z_m + \Delta$ и $z < z_m - \Delta$. Этим условиям удовлетворяет распределение

$$\gamma_p = 0.5 \{1 - \text{th}((z - z_q) / 2(\delta_p + C_\delta) z_m)\}, \quad (6)$$

где $\delta_p z_m = |z_q - z_m|$ — глубина проникновения; $C_\delta \cong 10^{-2} (\delta_p)_{\min} = 3 \cdot 10^{-5}$. Толщина Δ (рис. 2) оценивается по формуле (6) при γ_p , близких к нижнему и верхнему предельным значениям: 10^{-2} и 0.99.

Определим δ_p для теплопереноса из слоя смешения, где, по данным, полученным в работе [5], генерируются крупнейшие вихреобразования, проникающие до дна. При этом $\delta_p z_m \cong (k_U \Delta t^* / \text{Pr})^{0.5}$, $k_U = \ell^2 |\partial_z^U|$, $\ell \cong 6 \cdot 10^{-2} \Delta z_m / (1 + 0.4 \text{Ri}_\Delta)^{0.25}$ — путь смешения [1, 8], Δt^* — время переноса; $\text{Ri}_\Delta = (N_\Delta \Delta z^2 / \Delta U_m^2)$ и $N_\Delta = (g \Delta \rho_m / \rho \Delta z_m)^{1/2}$ — число Ri и частота плавучести N для слоя смешения. В ядре течения, в области на профиле U , где $U > \bar{U}$, оценка среднего значения $|\partial_z^U| = (\Delta U_m / \Delta z_m) \partial_\xi f_u$ при $\bar{U} = (0.7 \div 0.9) U_m$ дает $0.27 \Delta U_m / \Delta z_m$. Тогда при средних по [3, 6–11] $\Delta z_m / z_m \cong 1.5$, $\text{Pr} \cong 1$, $\text{Ri}_\Delta \cong 0.8 \text{Ri}_u$, $N_\Delta \cong N_u$ и

$\text{Ri}_u = 0.1 \div 20$:

$$\delta_p \cong \Delta z_m (N_\Delta \Delta t^*)^{0.5} / 3 z_m (\text{Ri}_u (1 + 0.3 \text{Ri}_u))^{0.25} \cong 0.15 (N_u \Delta t^* / \text{Ri}_u)^{0.5}. \quad (7)$$

Значение ΔS_m^- выражается из диффузионного тождества $\omega_f S = -k_S \partial_z S$ при $k_S \cong \bar{k}_S$, когда $S \cong S_k \exp[-\omega_f (z - z_k) / \bar{k}_S]$ и $\Delta S_m^- \sim S_k \omega_f (z_u - z_m^-) / \bar{k}_S$, если $\omega_f (z_u - z_k) \ll \bar{k}_S$. Поскольку \bar{k}_S пропорционален k_S в слое смешения, то, как и выше, $\bar{k}_S = k_u / \text{Sc} \sim \Delta z_m \Delta U_m / (1 + 0.4 \text{Ri}_\Delta)^{0.5}$ при $\text{Sc} \cong 1$. В первом приближении $\Delta S_m^- / \Delta S_k \cong C_{R1} + C_{S1} \omega_f (1 + C_{R2} \text{Ri}_H)^{0.5} / \bar{U}$. Здесь и ниже вводится $\text{Ri}_H = g \Delta \rho_H H / \rho \bar{U}^2$ — число Ричардсона, модифицированное для описания $T(z, t)$, $S(z, t)$ по $U(z, t)$ и $T(t)$, $S(t)$ при $z = z_k$ и $H = 0.5$ м, где $\Delta \rho_H = \rho(z_k) - \rho(H - 0.5 \text{ м})$, H — глубина.

Для числа Pr^+ принимается, что $\text{Pr}^+ = 1 \pm 0.1$, а Pr^- оценивается по выражению $\text{Pr}^- = 1 + C_{R3} \langle \text{Ri}_H \rangle$ [10, 11] для каждой серии зондирований. Угловые скобки — знаки осреднения по времени серии зондирований. Числа Шмидта определяются по формуле [8]: $\text{Sc} = \exp[(C_{S2} \omega_f / \bar{U})^2 (1 + C_{R2} \text{Ri}_H)^{0.5}]$. Выражение ΔT_m^- в приближении подобия имеет вид $\Delta T_m^-(t) \cong \Delta T_k(t) (\Delta T_m^- / \Delta T_k)_0$.

Нормированный поток тепла у дна $F_Q \sim k_u \partial_z / \text{Pr}^+$ оценивается при $k_u \cong 0.4 U_* z_k$. Если $\partial_z T_k \sim (T_k - T_{k0}) / z_k$, то $F_Q = ((F_Q / U_*)_0 + C_Q (T_k - T_{k0})) U_* / \text{Pr}^*$. Скорость ω_f определяется как $\omega_f(t) \cong (\omega_f)_{\min} + 16 \langle \omega_f \rangle U_*^2(t) / (\nu g)^{2/3}$ из работы [6]. По оценкам работ [3, 4, 6], для данных течений $\langle \omega_f \rangle \cong 3 \cdot 10^{-3}$ см/с, $(\omega_f)_{\min} \cong 1.5 \times 10^{-3}$ см/с.

Калибровка модели

Коэффициенты C_{R1} , C_{R2} , C_{R3} , C_Q из выражений параметров модели находились при сравнении теоретических и экспериментальных профилей S , T . Теоретические значения получались из (2), (4), (5) и сопоставлялись с 54 парами эюр, измеренных в течениях с характеристиками: $\bar{U} = 4 \div 12$ см/с, $z_m = 1 \div 8$ м, $z_u = 2 \div 10$ м, $\text{Ri}_u = 0.1 \div 14$, $S = 8 \div 30$ мг/л, $T_u - T_k = 0.1 \div 4$ °С. Постоянные для рассмотренных режимов течения C_{S1} и C_{S2} (для Sc^- , Sc^+) определялись по ω_f , \bar{U} , Ri_H , ΔS_m^- , ΔS_k , Sc^- , Sc^+ при $t = 0$.

Полученные модельные коэффициенты равны $C_{R1} = 0.2$, $C_{R2} = 0.1$, $C_{R3} = 0.1$, $C_Q = 0.084$. Расчетные Sc и Pr составляют $\text{Sc}^- = 1.5 \div 6$, $\text{Sc}^+ = 1 \div 7$, $\text{Pr}^- = 1 \div 2$; $C_{S1} = (0.4 \div 3.7) \cdot 10^3$, $C_{S2} = (2 \div 5) \cdot 10^3$. Интервалы (глубины) δ_p , найденные при данных коэффициентах, сопоставлены на рис. 3 с графиком функции

$$\delta_p \cong 0.15 \text{Ri}_H^{-0.4}, \quad (8)$$

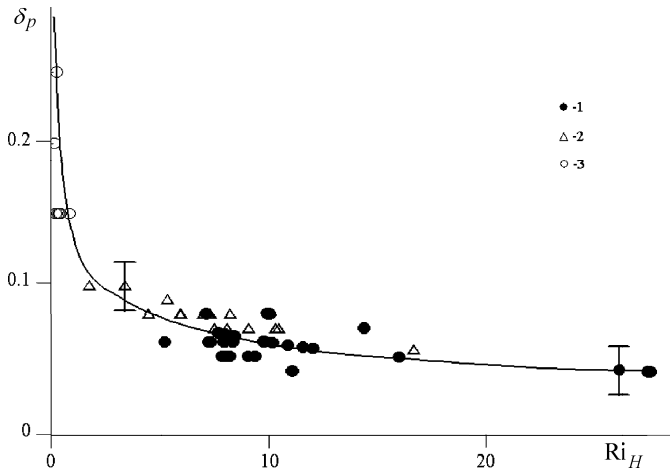


Рис. 3. График зависимости глубины проникновения турбулентного потока импульса δ_p из одного слоя в другой от интегрального числа Ричардсона Ri_H для плотностных течений на Можайском (1), Ивановском (2) водохранилищах и оз. Имандра (3). Интервалы — стандартное отклонение от выражения (8)

которая согласуется с выражением (7) при замене Ri_u на Ri_H . По формуле (8) рост устойчивости течения (Ri_H) приводит к уменьшению глубины проникновения потока массы из слоя смешения ($\delta_p z_m$) за счет гашения обмена в этом слое. Поскольку такой механизм определяет массоперенос в ядре, то формулу (8) можно назвать законом взаимодействия сдвиговых слоев плотностного течения.

Масштаб времени взаимодействия сдвиговых слоев

Оценки времени взаимодействия Δt^* по (7) сопоставлены на рис. 4 с найденными по формуле

$$\Delta t^* = (1 + Ri_u) / ((\Delta t_\theta^*)^{-1} + (\Delta t_\mu^*)^{-1} Ri_u), \quad (9)$$

полученной путем интерполяции на основании следующих соображений:

1) рост устойчивости стратификации ведет к гашению турбулентного обмена и, следовательно, к замедлению взаимодействия, т. е. $\Delta t^* \sim Ri_u$;

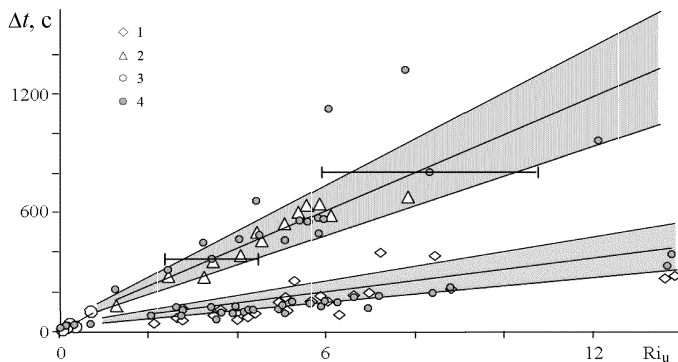


Рис. 4. График зависимости времени взаимодействия сдвиговых слоев Δt^* от числа Ричардсона. Обозначения: 1, 2 и 3 — оценки Δt^* по формуле (7) для станций на трех полигонах (см. подпись к рис. 3); 4 — Δt^* по (9); затененные области — интервалы относительного стандартного отклонения Δt^* из (7) и (9) от линейных аппроксимаций, построенных по Δt^* из (7); горизонтальные интервалы соответствуют ошибке определения

2) при полном подавлении турбулентности Δt^* определяется молекулярным переносом, т. е. $\Delta t^* \cong \Delta t_\mu^* \cong (\delta_p z_m)^2 / \nu$ (ν — молекулярная вязкость);

3) в случае потери устойчивости ($Ri_u < 0.25$) значение Δt^* стремится к времени переноса при отсутствии стратификации $\Delta t_\theta = (\delta_p z_m)^2 / k_{u\theta}$.

Для оценки Δt_θ в (9) принималось $k_{u\theta} \sim \bar{U} z_m$, $\delta_p z_m \sim z_m$ и тогда $\Delta t_\theta \sim z_m / \bar{U}$ с коэффициентом 0.8, найденным при подстановке Δt^* из (7) в (9). Значения Δt^* имеют порядок $10 N_u^{-1}$, что согласуется со следующими из работ [2, 3, 5] выводами: а) Δt^* много больше периода основных энерго-несущих пульсаций скорости f_e^{-1} ; б) интервалы частот f_e и частот плавучести N перекрываются.

Обсуждаемые процессы модулируются флуктуациями δ_p (с вторжением потока массы из слоя смешения в придонный) со средними периодами $\sim 10^2 N_u^{-1}$ (рис. 5). Периоды соответствуют вторым модам продольных внутренних сейш в термоклине (≈ 1 ч) на плесах Можайского и Ивановского водохранилищ и поперечных (≈ 20 мин) в губе Белой (оз. Имандра) [4, 6, 7].

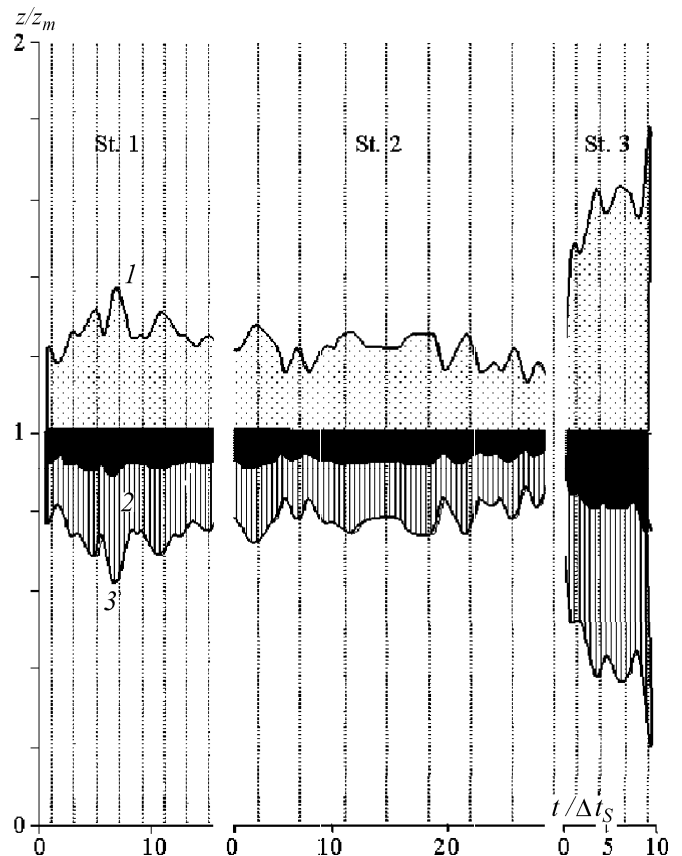


Рис. 5. Распределения высот верхней (1) и нижней (2) границ области взаимодействия сдвиговых слоев и нижней границы зоны проникновения потока массы из слоя смешения в придонный (3) во времени, нормированном на шаг зондирования Δt_s . Вертикали проведены с шагом, равным среднему периоду колебаний ординат границ 1, 2) для трех станций (см. подпись к рис. 3)

О возможностях применения модели

Из примеров на рис. 1 и из других 54 пар распределений S и T , рассмотренных в [4], следует, что разработанный метод пригоден для расчета профилей с разными знаками локальной кривизны, с максимумами концентрации и квазиступенчатых распределений. Модель проверена для течений с параметрами $\bar{U} = 4 \div 12$ см/с, $z_m = 1 \div 8$ м, $z_u = 2 \div 10$ м, $Re_u = 0.1 \div 14$, $S = 8 \div 30$ мг/л, $T_u - T_k = 0.1 \div 4$ °С. Описание профилей обеспечивается в различных режимах течения, среди которых выделяются три основных:

1) слабое взаимодействие сдвиговых слоев — уменьшение глубины вторжения потока массы из слоя смешения в придонный при росте устойчивости течения. Формирование квазиступенчатых распределений концентрации в ядре;

2) запираание придонного слоя — снижение динамической скорости, рост градиента концентрации взвеси в ядре и появление ее пика в слое смешения;

3) сильное взаимодействие — увеличение потоков примеси из слоев смешения и придонного в область их контакта при спаде устойчивости течения. Глубина проникновения потока примеси приближается к максимальной, а профили температуры и концентрации взвеси в ядре — к квазилинейным.

Заключение

Основные результаты работы сводятся к следующим. 1. Построена и проверена математическая модель тепло- и массопереноса в придонном стратифицированном течении, разработанная впервые для таких потоков на базе гипотезы взаимодействия сдвиговых слоев. 2. Выявлен закон взаимодействия сдвиговых слоев стратифицированного течения. 3. Разработанный метод пригоден для расчета профилей температуры воды и концентрации взвеси с разными знаками локальной кривизны, с максима-

ми концентрации и квазиступенчатых распределений. 4. Модель обеспечивает описание эволюции вертикальных распределений температуры воды и концентрации взвеси, известных в начальный момент времени, при заданном распределении скорости и нестационарных граничных условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-05-64494).

Литература

1. Анисимова Е.П., Петров В.В., Сперанская А.А., Шитов М.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. № 5. С. 63 (Moscow University Phys. Bull. 1992. N 5. P. 57).
2. Моурел Т., Торда Т. // Ракетная техника и космонавтика. 1974. **12**, № 24. С. 150.
3. Самолюбов Б.И. Придонные стратифицированные течения. М., 1999.
4. Ardasheva M.E., Shilnev A.V., Samolubov B.I. // Abstr. Int. conf. «Fluxes and structures in fluids». St. Petersburg, 23–26 June 2003. P. 12.
5. Kneller B.C., Bennett S.J. // J. Geophys. Res. 1999. **104**, N C3. P. 5381.
6. Самолюбов Б.И., Кузнецов И.С., Шильнев А.В., Кременецкий В.В. // Гидротехническое строительство. 2002. № 10. С. 46.
7. Самолюбов Б.И., Шильнев А.В. // Метеорология и гидрология. 2001. № 11. С. 59.
8. Самолюбов Б.И. // Океанология. 2001. **41**, № 1. С. 7.
9. Goldschmidt V., Eskinazi S. // J. Appl. Mech. 1966. **33**, N 4. P. 17.
10. Самолюбов Б.И., Силаев А.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 6. С. 41 (Moscow University Phys. Bull. 1999. N 6. P. 56).
11. Еремина Е.Р., Карлин Л.Н. Интрузионные течения: Теория и эксперимент. // Сб. научн. трудов. Калининград, 1997.

Поступила в редакцию
08.10.03