

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465.552

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ СУСПЕНЗИОННОГО ТЕЧЕНИЯ
ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ КОНЦЕНТРАЦИИ ВЗВЕСИ

Б. И. Самолюбов, Л. В. Силаева

(кафедра физики моря и вод суши)

Разработана методика восстановления профиля скорости суспензионного течения по распределению концентрации взвеси. Восстановленные профили скорости удовлетворительно согласуются с данными прямых измерений в океане, водохранилищах и на лабораторной модели.

1. Введение

Скорость суспензионных течений, относящихся к классу гравитационных стратифицированных, зависит от значения разности плотностей жидкости $\Delta\rho$ в потоке и вышележащих слоях воды. Параметр $\Delta\rho$ определяется концентрацией взвешенных частиц S и закономерностями ее роста с глубиной. Располагая зависимостью скорости течения U от концентрации S , можно восстановить форму профиля $U(z)$ по распределению $S(z)$. Такая методика весьма важна, так как во многих случаях измерения $S(z)$ существенно проще, чем регистрация эпюр $U(z)$. По профилю $S(z)$ можно получить распределение коэффициента турбулентной диффузии взвеси ν_s , которое непосредственно связано с функцией $U(z)$. В данной работе предложена методика решения обратной задачи — нахождение $U(z)$ по $S(z)$ и $\nu_s(z)$. Методика проверена путем сравнения расчетных данных и данных прямых измерений в океане, водохранилищах и лабораторном лотке.

2. Методика восстановления профиля скорости

Профиль скорости суспензионного течения $U(z)$ восстанавливается в области $z_k \div z_u$ (см. обозначения на рис. 1). Индексом k обозначены параметры, относящиеся к нижнему придонному (по данным измерений) уровню $z_k \cong (0,025 \div 0,05)z_u$. Распределение $U(z)$ находится из системы уравнений

$$U = \begin{cases} U(z_k) + \int_{z_k}^z \frac{Sc}{l^2} (\nu_s - \nu_{sp}) dz, & z = z_k \div z_m, & (1) \\ U_F + \Delta U_m f_u, & z = z_m \div z_u, & (2) \end{cases}$$

где Sc — число Шмидта, $l(z)$ — путь смешения, ν_s — коэффициент турбулентной диффузии и ν_{sp} — его центральная компонента [1], f_u — функция, найденная в работе [2]: $f_u = (1 - 3\xi^2 + 2\xi^3)$. Значения ν_s и ν_{sp} определяются, согласно [1], выражениями

$$\nu_s = \nu_{sl} + \nu_{sp}, \quad (3)$$

где

$$\nu_{sl} = Sc^{-1} l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| \quad \text{и} \quad \nu_{sp} = (\nu_{sp})_m F_{ln} \quad (4)$$

— компоненты ν_s (рис. 1): сдвиговая с двумя максимумами — у дна ($z = z_{\nu 1}$) и в слое смешения ($z = z_{\nu 2}$) и «проникающая», доминирующая в ядре течения ($z = z_p$). В (3), (4) $(\nu_{sp})_m \cong \omega_f z_u (\pm 20\%)$ — значение ν_{sp} при $z = z_p$, $F_{ln} = \frac{z_p}{z} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_p^2} \left(\ln \frac{z}{z_p} \right)^2 \right]$ — функция плотности и вероятности логарифмически нормального распределения с модой $z_p = 0,3z_u (\pm 17\%)$ и дисперсией $\sigma_p = 0,5 (\pm 15\%)$, ω_f — средневзвешенная гидравлическая крупность ($\omega_f = \frac{\sum_{i=1}^{\Phi} \omega_{fi} S_i}{S}$, $S = \sum_{i=1}^{\Phi} S_i$, i и Φ — номер и число фракций в распределении частиц по размерам).

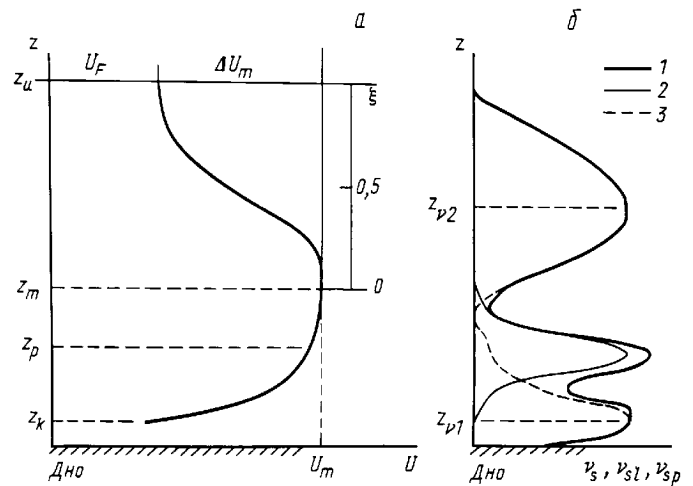


Рис. 1. Схема вертикальных распределений: а — скорости U , б — коэффициента диффузии ν_s (1) и его составляющих — проникающей ν_{sp} (2) и сдвиговой ν_{sl} (3). Координаты z_k , z_p , z_m , z_u соответствуют придонному уровню измерения концентрации, нижней границе струйной части течения, уровню максимума скорости и верхней границе течения, $\xi = \frac{|z - z_m|}{\Delta z_m}$ — безразмерная ордината; $\Delta z_m = z_u - z_m$ — толщина слоя смешения; $U_F = U(z_u)$ — скорость спутного течения, $\Delta U_m = U_m - U_F$, $U_m = U(z_m)$, $z_{\nu 1}$ и $z_{\nu 2}$ — уровни максимумов функции ν_{sl} у дна и в слое смешения

Получение $U(z)$ из (1), (2) по $U(z_k)$, $S(z)$, ω_f при $Sc \cong 1$ связано с определением параметров ν_s , z_u , ν_{sl} , Δz_m , l и включает следующие этапы.

1. Распределение $\nu_s(z)$ рассчитывается из уравнения диффузии весомой примеси в приближениях локальной квазистационарности и локальной горизонтальной квазиоднородности течения при известных $S(z)$ и ω_f . Это уравнение после интегрирования при $S(z_u) = S_u$ и $\partial_z S|_{z=z_u} = 0$ принимает вид [3]

$$\omega_f(S - S_u) = -\nu_s \frac{dS}{dz}. \quad (5)$$

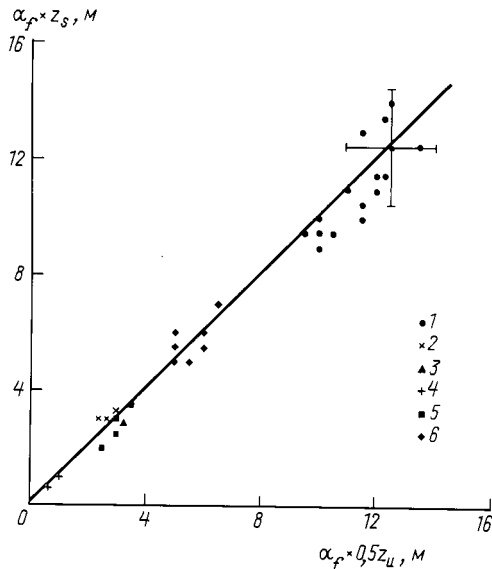


Рис. 2. Зависимость уровня средней концентрации z_s от толщины суспензионного потока z_u по результатам измерений в Рижском заливе (Латвия) [4] (1), озере Пейго (Канада) [5] (2), водохранилищах Кадзурасава (Япония) [6, 7] и Нурекском (Таджикистан) (3) и (4), лабораториях МГУ (5) и Университета Хоккайдо [8] (6). Значение α_f равно 1 в данных 1–4 и 10^2 в данных 5 и 6

2. Толщина потока z_u находится по формуле $z_u \cong 2z_s (\pm 10\%)$. Эта зависимость (рис. 2) выявлена по данным измерений в суспензионных течениях с $\bar{S} \leq 10^{-2} \rho_s$ (ρ_s — плотность материала взвеси). Здесь z_s — уровень, на котором $S = \bar{S}$. Величина \bar{S} оценивается по профилю концентрации как среднее на участке от дна до верхней границы слоя смешения.

3. Сдвиговая составляющая ν_{sl} определяется как $\nu_s - \nu_{sp}$. Составляющая $\nu_{sp}(z)$ находится из выражения (4). Параметры выражения (4) z_p , $(\nu_{sp})_m$ определяются по профилю ν_s , на котором z_p — уровень максимума ν_s , совпадающего с $(\nu_{sp})_m$.

4. После определения уровней максимумов функции ν_{sl} у дна и в слое смешения (z_{v1} и z_{v2} на рис. 1, б) вычисляются величины $\Delta z_m = z_u - z_m$ и $l(z)$. Толщина Δz_m равна $2(z_u - z_{v2}) (\pm 15\%)$, так как величина ν_{sl} максимальна в центре Δz_m -слоя.

Распределение пути смешения l рассчитывается из уравнения баланса турбулентной энергии: $l(z, L_a) =$

$= \frac{kz}{1 + kz/L_a}$ [2]. Здесь $k = 0,4$ — постоянная Кармана, L_a — зависящий от устойчивости стратификации масштаб обмена, аналогичный масштабу Монины–Обухова [9]. Значение L_a находится по эпюре ν_{sl} (4) из условия экстремума $\left. \frac{\partial \nu_{sl}}{\partial z} \right|_{z=z_{v1}} = 0$: $L_a = \frac{0,4z_{v1}^2/z_m}{1 - 2z_{v1}/z_m}$. Здесь $\nu_{sl} = u_\tau l(z, L_a)/Sc$, $u_\tau \cong U_* (1 - z/z_m)$ при $\bar{S} \leq 0,5S_k$ и

$$Ri_a = \frac{g(\rho_s - \rho_w)(S_k - S_m)z_m}{\rho_s \rho U_m^2} = 0,5 \div 3 \quad [2],$$

u_τ и U_* — сдвиговая и динамическая скорости, $S_k = S(z_k)$. Так определяется $l(z, L_a)$ при $z \leq z_p$.

При $z > z_p$ рост l замедляется и $\frac{\partial l}{\partial z} \ll \frac{l(z_p)}{z_p}$. В задаче о восстановлении $U(z)$ изменениями l по ординате z в ядре потока (при $z > z_p$), где $\partial U/\partial z \cong 0$ и $\nu_s - \nu_{sp} \cong 0$ в (1), можно пренебречь, приняв $l|_{z > z_p} \cong l(z_p)$.

5. По найденным значениям $z_m = z_u - \Delta z_m$, l , $\nu_s - \nu_{sp}$ из (1) определяется профиль $U(z)$ при $z \leq z_m$, который сшивается с распределением (2). Если уровень сшивания $z_p = z_m$, то U_m получается из (1), а величина U_F должна быть включена в число заданных параметров.

Без задания U_F эпюра $U(z)$ восстанавливается с учетом симметрии профиля скорости относительно уровня z_m в ядре течения при $z = z_m \pm (z_m - z_p)$ [2]. Тогда (2) соответствует области $z_p \div z_u$, а значения ΔU_m , U_F определяются из условий сшивания (1) с (2) для $\partial U/\partial z$ и U при $z = z_p$.

3. Сравнение восстановленных профилей скорости с измеренными

Апробация предложенного метода получения профиля $U(z)$ по $S(z)$ проводилась по результатам исследований суспензионных течений малой плотности в водохранилищах: Нурекском (Таджикистан) ($\Delta \rho \leq 3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $\omega_f = 0,07$ см/с) и Кадзурасава (Япония) ($\Delta \rho \leq 10^{-4}$ г/см³, $\omega_f = 0,002$ см/с) (рис. 3, б, 4, а) [6, 7]. Толщины потоков z_u достигали 30 и 15 м, а скорости U — 50 и 11 см/с соответственно. В работе также использованы данные лабораторного эксперимента [8] (рис. 3, а), в котором изучался суспензионный поток с $\Delta \rho \leq 10^{-2}$ г/см³, $\omega_f = 0,001$ см/с, z_u до 12 см и U до 11 см/с.

На рис. 4, б приведены восстановленный и измеренный профили $U(z)$ для океанического течения, стратификация которого определяется твердым стоком р. Амазонки в Атлантический океан (рис. 4, б) [10]. В данном случае значения U и S на порядок больше, чем в потоках с профилями, приведенными на рис. 3 и 4, а. Гидравлическая крупность ω_f и число Шмидта Sc составляют 0,01 см/с и 3 со-

ответственно. Концентрация S этого течения не дает основания отнести его к суспензионным потокам малой плотности. Однако высокие скорости обеспечивают снижение устойчивости течения и развитие турбулентного обмена. Как отмечается в работе [10], градиентные числа Ричардсона в данном случае порядка критических ($\sim 0,25$). Поэтому методика расчета $U(z)$ по $S(z)$, разработанная для суспензионных потоков малой плотности ($S \leq 10^{-2} \rho_s$), оказывается пригодной.

Погрешности восстановления $U(z)$ по разработанной схеме — до 20%.

Предлагаемая методика получения формы профилей скорости дает возможность прогнозировать структуру суспензионного течения по известному полю концентрации при заданных значениях ω_f , Sc и $U(z_k)$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-05-65856, 96-05-01118).

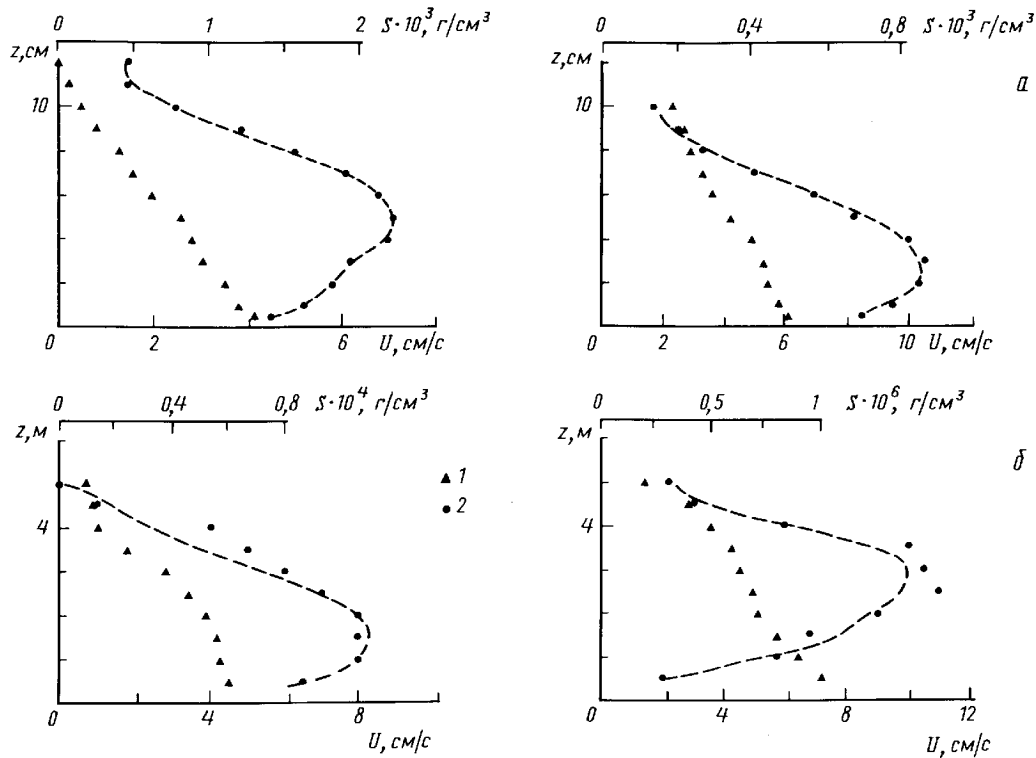


Рис. 3. Измеренные (точки) и восстановленные (штриховая линия) вертикальные распределения концентрации взвеси S (1) и скорости U (2) в лаборатории Университета Хоккайдо со значениями $\bar{U} = 5$ (слева) и 7 см/с (справа) (а) и в водохранилище Кадзурасава (б) со значениями $\bar{U} = 6$ (слева) и 7 см/с (справа)

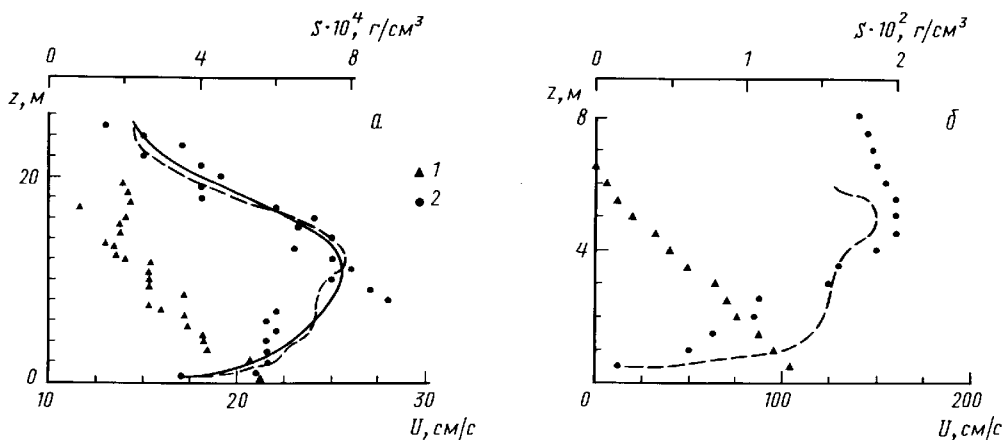


Рис. 4. Вертикальные распределения концентрации взвеси S (1) и скоростей суспензионных течений U (2) в Нурекском водохранилище (а), в Юж. Атлантике (район устья р. Амазонки) [10] (б). Обозначения см. на рис. 3. Кривая $U(z)$ на рис. 4,а — теоретическая по модели [2]

Литература

1. Самолюбов Б.И., Силаева Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 5. С. 63 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No. 5. P. 58).
2. Самолюбов Б.И. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1996.
3. Баренблатт Г.И., Голицын Г.С. Локальная структура развитых пыльных бурь. М., 1973. С. 11–18
4. Поборчая Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1972. № 4. С. 25 (Moscow University Phys. Bull. 1972. No. 4).
5. Chikita K.A. // Japan. J. Limnol. 1991. **52**, No. 1. P. 27.
6. Chikita K.A. // Intern. Hydrology and Water Resources Symposium. Perth, 1991. P. 268.
7. Chikita K.A. // Geoph. Bull. Hokkaido Univ. 1987. No. 49. P. 291.
8. Chikita K.A. // J. Faculty of Sci. Hokkaido Univ. 1980. **6**, No. 2, P. 255.
9. Монин А.С. Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л., 1988.
10. Trowbridge J.H., Kineke G.C. // J. Geophys. Res. 1994. **99**, No. C1. P. 865.

Поступила в редакцию
09.06.97