

Формулы (3)—(5) являются способами параметризации величины $(-\overline{v_\phi v_z})$ для различных районов ИКВ.

Таким образом, инструментально с использованием метода балансов исследована турбулентная структура поля скорости в модельных ИКВ влажного типа. Для различных областей ИКВ предложены параметризации вертикального турбулентного потока импульса и дисперсий горизонтальных составляющих скорости. Обнаружены зоны максимальной интенсивности турбулентности для полей тангенциальной и радиальной составляющих скорости в ИКВ и выявлены причины их формирования. Обнаружены области аномального переноса импульса в ИКВ, что позволило объяснить наличие суперградиентных ветров в вихревых системах типа ТЦ. Показано, что в ядре влажной конвективной вихревой системы турбулентность балансируется вертикально-радиальной циркуляцией, что и обуславливает твердотельный характер вращения воздушных масс в этой области вихря.

Полученные в настоящей работе результаты могут быть полезны при интерпретации данных натурных наблюдений за тропическими циклонами и разработке их математических моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимова Е. П., Милехин Л. И., Сперанская А. А., Шандин В. С. // Тропическая метеорология. Л., 1987. С. 97.
2. Fitzjarrald D. E. // J. Atmos. Sci. 1973. 30. P. 894.
3. Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Чернышев О. Н. Структура интенсивных конвективных вихрей влажного типа: Деп. ВИНТИ № 5679—В90. М., 1990.
4. Анисимова Е. П., Иванов В. Н., Милехин Л. И., Сперанская А. А. // Тропическая метеорология. Л., 1989. С. 67.

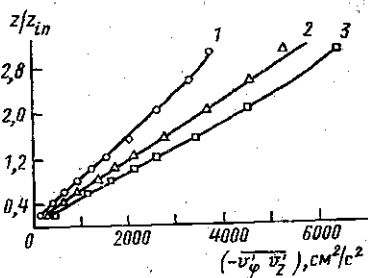


Рис. 3. Сравнение величин $(\overline{v_\phi v_z})$ рассчитанных из баланса орбитального момента импульса (значки) и по формуле (3) (сплошные линии) для ядра интенсивного конвективного вихря влажного типа при $Fr^* = 0,050$ и $r/r_{max} = 0,25 \div 0,50$ (1), $0,50 \div 0,75$ (2) и $0,75 \div 1,00$ (3)

Поступила в редакцию
09.11.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 5

УДК 551.465.552

ДИФфуЗИОННЫЙ ТРИПЛЕТ В СУСПЕНЗИОННОМ ТЕЧЕНИИ

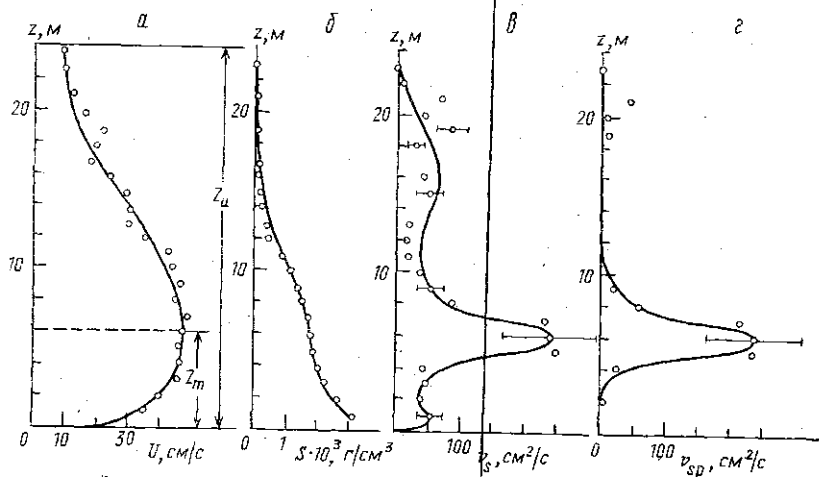
Б. И. Самолюбов, Л. В. Силаева

(кафедра физики моря и вод суши)

Предлагается новый подход к моделированию диффузии взвеси в турбулентном суспензионном течении. Анализируются материалы детальных экспедиционных измерений. Учитывается влияние процессов обмена в сдвиговых слоях и ядре потока. Выявлено и представлено аналитически распределение коэффициента диффузии — диффузионный триплет. Теоретические распределения отражают реальные профили и пригодны для описания эпюр концентрации различной кривизны, а также ступенчатых.

Суспензионные потоки — широко распространенный в природе вид стратифицированных течений. Скорости этих течений вдоль наклонного дна под слоями вод меньшей плотности определяются повышенной концентрацией взвеси в придонной области.

При анализе данных детальных комплексных натурных измерений выявлены новые четко воспроизводящиеся особенности профилей коэффициента турбулентной диффузии взвеси (рис. 1). Помимо харак-



Вертикальные распределения профилей: скорости $U(z)$ (а), концентрации $S(z)$ (б), коэффициента турбулентной диффузии взвеси $\nu_s(z)$ (в) и проникающей составляющей коэффициента диффузии $\nu_{sp}(z)$ (г). Точки соответствуют результатам измерений, кривые — теоретическим профилям. Толщина потока z_u определялась по теоретическому распределению $U(z)$ при заданных $U_m = U(z_m)$, z_m и $U(z_u)$ [7]

терного максимума коэффициента в ядре течения в сдвиговых слоях потока обнаружены дополнительные, которые иногда вырождаются в участки локальной стабилизации. Такая структура не поддается описанию с применением известных подходов [1, 2].

Выявлению механизмов обнаруженного эффекта и разработке метода аналитического описания распределений коэффициента диффузии и концентрации взвеси посвящена данная работа.

Анализируемые в работе материалы получены в экспедиционных исследованиях суспензионного течения малой плотности ($\Delta\rho \leq 3 \times 10^{-3}$ г/см³) в Нурекском водохранилище (глубина до 300 м, ширина и длина 0,5÷5 и 70 км, уклон дна $i_s \leq 10^{-2}$). Толщина потока $z_u = 15 \div 30$ м, скорость $\bar{U} \leq 50$ см/с, дальное действие до 30 км. (Черта сверху — знак осреднения по высоте z_u). По масштабам z_u и $\bar{U}$ это течение сопоставимо с аналогичными океаническими [3]. Регистрировались значения концентрации взвеси, распределения частиц по размерам, профили температуры воды и скорости течения по всей его толщине и длине. Применялся специально сконструированный комплекс аппаратуры для градиентных измерений и непрерывного зондирования [4].

Характерные профили скорости $U(z)$ и концентрации $S(z)$ приведены на рис. 1, а, б. Коэффициент турбулентного переноса взвеси ν_s рассчитывался из уравнения диффузии в приближениях квазистационарности и горизонтальной однородности течения с весомой примесью ($\omega_f \gg W$, где W — вертикальная составляющая средней скорости тече-

ния, ω_f — гидравлическая крупность частиц). Оценки погрешностей этих приближений по данным натурных измерений на разрезах и суточных станциях даны в [3]. В указанных приближениях уравнение диффузии после его интегрирования с условиями $S(z_u)=0$, $v_s(z_u)=0$ приводится к виду

$$\omega_f S = -v_s \frac{dS}{dz}. \quad (1)$$

Типичный профиль v_s , приведенный на рис. 1, в, найден из (1) по измеренной эпюре $S(z)$.

В тех же приближениях из уравнения баланса турбулентной энергии вида

$$u_\tau^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| - \frac{g \langle \rho' w' \rangle}{\rho} - D - \varepsilon = 0 \quad (2)$$

следует выражение коэффициента v_s в виде суммы сдвиговой составляющей, пропорциональной градиенту скорости, и диффузионно-диссипативной части:

$$v_s = Ri^{-1} l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right| \left(1 - \frac{l}{l_0} \right) - \frac{D + \varepsilon_0}{N^2}. \quad (3)$$

В (2) $u_\tau = (\tau/\rho)^{1/2}$, $\tau = -\rho \langle u' w' \rangle$ — вертикальный турбулентный поток импульса; $u_\tau^2 |dU/dz|$, D , ε и $g \langle \rho' w' \rangle = g (\Delta \rho_s / \rho_s) \langle S' w' \rangle$ — продукция, диффузия, диссипация турбулентной энергии и мощность взвешивания частиц соответственно, $\Delta \rho_s = \rho_s - \rho_w$, ρ_s и ρ_w — плотность взвешенного материала и воды без взвеси. С учетом (1) и приближения Буссинеска турбулентный поток массы взвеси $\langle S' w' \rangle$ определяется как $\langle S' w' \rangle = \omega_f S = -v_s dS/dz$. В (3) $l = u_\tau / |dU/dz|$ — масштаб турбулентности (путь смещения); $Ri = (g/\rho) (\Delta \rho_s / \rho_s) (-dS/dz) / (dU/dz)^2$ — градиентное число Ричардсона; $N^2 = (g/\rho) |d\rho/dz|$ — частота Вэйселя—Брента, $\varepsilon_0 = \varepsilon - u_\tau^3/l_0$ [5], u_τ^3/l_0 — составляющая величины ε . При условии баланса продукция — диссипация $\varepsilon_0 = 0$ и $l = l_0$.

В ядре течения, где $|dU/dz| = 0$, второе слагаемое в (3) меняет знак, поскольку из (2) $(D + \varepsilon_0)|_{z=z_m} = \frac{g}{\rho_s} \Delta \rho_s \omega_f S|_{z=z_m}$ (z_m — положение максимума скорости $U(z)$). Поэтому в общем виде коэффициент v_s представляется следующим выражением:

$$v_s = v_{sl} + v_{sp}. \quad (4)$$

В (4) v_{sl} , v_{sp} аналогичны первому и второму слагаемым из (3). Значения v_{sp} и v_{sl} соответствуют компонентам v_s — доминирующей в ядре (пик рис. 1, в) и сдвиговой, с двумя максимумами в придонной области и слое смещения. Хотя присутствие трех ярко выраженных максимумов на эпюре $v_s(z)$ имеет место не всегда, но после вычитания сдвиговых составляющих наличие центральной не вызывает сомнений (рис. 1, г). Обнаруженная структура — «диффузионный триплет» — определяется спецификой турбулентного обмена в сдвиговых слоях и ядре течения.

Выражая v_s через турбулентную вязкость $v_t = Sc v_s$, где $Sc(z)$ — число Шмидта, можно представить слагаемые в (4) как $v_{sl} = Sc^{-1} v_{tl}$, $v_{sp} = Sc^{-1} v_{tp}$ при $v_{tl} = l^2 |dU/dz|$.

Профиль $l(z)$ и измеренные эпюры $U(z)$ (рис. 1, а) аппроксими-

ровались зависимостями, полученными теоретически и проверенными в [6—8]. Распределения $l(z, S, U, z_m, z_u)$ характеризуются ростом в направлении от дна к поверхности, квазиоднородностью в ядре и медленным спадом в слое смещения. Значения $l(z_m)/z_m$ составляли $0,1 \div 0,2$ в зависимости от динамической скорости U_* и устойчивости стратификации при $U_* = (1 \div 3)$ см/с и $Ri_u = g\Delta\bar{g}z_u/\rho\bar{U}^2 = 2 \div 5$.

Согласно [6] у дна при $z < 0,2 z_m$ скорость трения $u_* \approx (0,8 \div 1) U_*$. С точностью порядка 10% при $z \leq 0,2 z_m$ можно принять $u_* \approx \text{const}$. В этом приближении при $z \leq 0,2 z_m$ слагаемым D в (2) обычно пренебрегают [9]. Для таких условий в (4) можно, исключая составляющую v_{sp} , представить v_s в виде $v_s \approx v_{st} = v_{tl}/Sc$. Проверка показала удовлетворительное соответствие форм профилей v_s и v_{tl} при $z \leq 0,2 z_m$ и $z \gg 0,5(z_m + z_u)$ с точностью до постоянных чисел Sc_1 и Sc_2 соответственно. В ядре с $|dU/dz| = 0$ сдвиговые составляющие v_s обращаются в нуль. Поэтому вблизи уровня z_m , на котором $Sc \approx \bar{Sc} = 0,5(Sc_1 + Sc_2)$, неоднородность распределения $Sc(z)$ практически не влияет на профиль v_{st} .

Вне ядра справедлива оценка: $Sc_{1,2} = [v_{tl}/v_s]_{1,2}$. В этих областях, согласно (3), (4), при $v_{st} = Sc^{-1} l^2 |dU/dz|$

$$Sc_{1,2} \sim Ri, \quad (5)$$

т. е. число Шмидта (активность примеси) увеличивается с ростом устойчивости стратификации.

Составляющая v_{sp} находилась из (4) при известных эпюрах v_s и v_{tl} (рис. 1, а, з). По критерию согласия Пирсона на основании статистической обработки сорока профилей v_s установлено, что из канонических распределений форме зависимости $v_{sp}(z)$ с точностью до числа Sc наилучшим образом соответствует функция плотности вероятности логарифмически-нормального распределения $F_{ln} = \frac{z_p}{z} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_p^2} \left(\ln \frac{z}{z_p} \right)^2 \right]$.

При этом v_{sp} выражается в виде

$$v_{sp} = Sc^{-1} (v_{tp})_m F_{ln}, \quad (6)$$

где $z_p = 0,3 z_u (\pm 17\%)$ и $\sigma_p = 0,5 (\pm 15\%)$ — мода и дисперсия функции F_{ln} , $(v_{tp})_m$ — значение v_{tp} при $z = z_p$. Выражение $(v_{sp})_m$, полученное в результате анализа экспериментальных данных и решения уравнения (1), имеет вид $(v_{sp})_m = \omega_f z_u (\pm 20\%)$.

При значениях Sc_1 , Sc_2 , близких к единице, распределение (6) наилучшим образом соответствует закону F_{ln} . Отклонения от F_{ln} связаны с изменением числа Sc по вертикали. На уровне $z = z_p$ справедлива оценка $(v_{sp})_m = (v_{tp})_m / \bar{Sc}$.

Эпюры $Sc(z)$ находились из (6) по известным v_{sp} , F_{ln} и значениям $\bar{Sc} = 0,5(Sc_1 + Sc_2)$. Рассчитанные по данным измерений эпюры $Sc(z)$ хорошо аппроксимируются зависимостью вида

$$Sc = \bar{Sc} + 0,5 \Delta Sc \operatorname{th} \left(\alpha_p \frac{Sc_2}{Sc_1} \xi \right), \quad (7)$$

полученной на основании анализа сорока профилей $Sc(z)$. В (7)

$$\Delta Sc = Sc_2 - Sc_1, \quad \xi = \frac{z - z_m}{z_u - z_m}, \quad \alpha_p \approx 5 \text{ при } Sc = 1 \div 4.$$

Поскольку значения Sc_2 , Sc_1 и соответственно $\bar{Sc}$ увеличиваются с ростом устойчивости стратификации согласно (5), то величина Sc^{-1} в (6),

равная S_c при $z=z_m$, позволяет учесть влияние стратификации в сдвиговых слоях на массоперенос в ядре.

Физическая интерпретация диффузионного триплета связана с двумя факторами: 1) непосредственно со сдвиговой турбулентностью в слое смешения и придонном слое для компоненты v_{sl} и 2) с наличием центральной составляющей v_{sp} .

По-видимому, эта «проникающая» компонента v_{sp} определяется преимущественно проходящими через область ядра вихреобразованиями с отличными от нуля проекциями осей на вертикаль, что обусловлено следующими причинами: 1) непроницаемостью плоскости $z=z_m$ для вихреобразований с горизонтальными осями, ориентация которых определяется знаком dU/dz ; 2) отсутствием гасящего воздействия стратификации на орбитальные составляющие скоростей вихреобразований с вертикальными осями.

Решение уравнения диффузии (1) с учетом диффузионного триплета позволяет описывать реальные профили $S(z)$ (см. рис. 1, б), включая ступенчатые и нелинейные с разными знаками локальной кривизны.

Работа выполнена при финансовой поддержке по гранту JFU 100 Международного научного фонда и правительства России.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stacey M. W., Bowen A. J. // J. Geoph. Res. 1988. C93, N 4. P. 3528.
2. Chikita K. A. // Pr. Symp. «Chall Sustain. Dev.» Perth, Australia, 1991. Pt. 1. P. 268.
3. Самолюбов Б. И. // Океанология. 1986. 26, № 6. С. 920.
4. Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И. // Гидротехн. строительство. 1988. № 4. С. 48.
5. Eldsvic K., Brors B. // Contin. Shelf Res. 1989. 9, N 7. P. 617.
6. Самолюбов Б. И. // Водные ресурсы. 1991. № 4. С. 37.
7. Самолюбов Б. И., Быстрова Н. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 1. С. 79.
8. Самолюбов Б. И., Тронова (Силаева) Л. В. // Тез. докл. на IV конф. «Динамика и термика рек, водохранилищ, внутренних и окраинных морей». М., 1994. Т. 1. С. 359.
9. Монин А. С. Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л., 1988.

Поступила в редакцию
25.04.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 5

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.855

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ГРУПП ГАЛАКТИК. КОРРЕЛЯЦИЯ СВЕТИМОСТЕЙ КОМПОНЕНТОВ

В. В. Демин
(ГАИШ)

Изучаются интегральные свойства широких групп галактик из списка Караченцева. Диаграммы «светимость—светимость» показывают, что спектр масс ярчайших членов групп фиксирован в пределах каждой системы, а также в диапазоне всей изу-