

УДК 532.5.013.4:551.465.41

© 2000 г. В.В. МИТКИН, Ю.Д. ЧАШЕЧКИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ ОКОЛО ЦИЛИНДРА В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Методом маркеров в теневой картине течения около горизонтального цилиндра, буксируемого с постоянной скоростью в непрерывно стратифицированной жидкости, измерены распределения скоростей в опережающем возмущении и отстающем следе. Определены размеры области полной блокировки течения перед цилиндром и закономерности затухания скорости в опережающем возмущении. По результатам экспериментов установлены фактические границы применимости существующих методов расчета структуры стратифицированных течений около препятствий при малых значениях числа Фруда.

Исследование пространственно-временных характеристик течений непрерывно стратифицированной жидкости около двумерных препятствий, их устойчивости и критических условий перестройки представляет общенаучный и практический интерес. Подветренные внутренние волны в атмосфере и океане [1, 2], опережающее возмущение (заблокированная жидкость) [3, 4], спутный след с погруженными или изолированными вихрями определяют локальные гидрометеорологические условия и характер переноса примесей в окружающей среде. В лабораторных условиях наиболее полно изучено обтекание кругового цилиндра, что обусловлено устойчивостью воспроизведения картины течения [5] и возможностью сравнения результатов наблюдений с аналитическими теориями и численными моделями [1, 3]. Тонкая структура поля плотности непосредственно визуализируется и оптическими, и акустическими методами [6]. Более сложной проблемой является визуализация поля скорости [4]. Для этого необходимо надежно выделить "пробные" частицы в реальном потоке и оценить временную изменчивость их положения. Целью данной работы является детальное изменение профиля скорости течения, индуцированного равномерным движением горизонтально расположенного цилиндра в линейно стратифицированной жидкости, и сравнение с существующими теориями.

1. Основные теоретические результаты. Система уравнений установившегося движения идеальной экспоненциально стратифицированной жидкости, плотность которой $\rho = \rho_0 \exp(-\beta y)$ убывает с высотой y , в предположении затухания всех возмущений на бесконечности приводится к следующему уравнению для функции тока Ψ [7]:

$$\Delta \Psi + \frac{\beta}{2U} (\nabla \Psi)^2 = \frac{\beta}{U} \left[\frac{U^2}{2} + g(y_0 - y) \right] \quad (1.1)$$

где Δ – оператор Лапласа, U – скорость равномерного потока на бесконечности, $\beta = 1/\Lambda$ – параметр устойчивости, Λ – масштаб плавучести, g – ускорение силы тяжести, $N = \sqrt{g/\Lambda} = 2\pi/T_b$ – частота (T_b – период) плавучести, $\Psi(y_0) = 0$. В приближении Буссинеска уравнение (1.1) для функции тока возмущения среднего течения

$\psi = Uy + \Psi$ сводится к уравнению Гельмгольца [8]

$$\Delta \Psi + \frac{\beta g}{U^2} \Psi = 0 \quad (1.2)$$

При изучении задачи генерации подветренных волн в правую часть уравнения (1.2) вносятся сингулярные массовые или силовые источники (стоки), моделирующие обтекание реального тела и обеспечивающие выполнение граничного условия непротекания. Полученное в [8] решение описывает возмущение функции тока во всем пространстве

$$\frac{\psi(r, \varphi)}{aU} = \frac{J_1(k_0 r)}{J_1(k_0 a)} \sin \varphi + \sum_{n=1}^{\infty} \{\pi Y_n(k_0 r) - \Lambda_n J_n(k_0 r)\} F_n \sin n\varphi \quad (1.3)$$

$$\Lambda_n = \frac{\pi Y_n(k_0 a)}{J_n(k_0 a)}, \quad F_n = \frac{i}{U^2} J_n(k_0 a) f_n$$

где f_n – коэффициенты спектрального разложения силовой функции, входящей в правую часть (1.2), r – радиус-вектор, φ – полярный угол в декартовой системе координат, ось y вертикальна, ось x ориентирована в направлении средней скорости тела, a – радиус цилиндра, U – скорость потока, $k_0 = 2\pi/(UT_b)$ – волновое число, $Y_n(k_0 r)$ и $J_n(k_0 r)$ – цилиндрические функции Неймана и Бесселя. Множители F_n зависят от единственного безразмерного комплекса – внутреннего числа Фруда $F = 1/k_0 a = UT_b/(2\pi a) = 2Fr$. Из (1.3) следует выражение для горизонтальной компоненты возмущения скорости течения [8], которое и будет использоваться для сравнения с экспериментальными данными

$$\begin{aligned} \frac{u(r, \varphi)}{U} = & \frac{k_0 a}{2J_1(k_0 a)} (J_0(k_0 r) + J_2(k_0 r) \cos 2\varphi) + \frac{a}{r} \sum_{n=1}^{\infty} n F_n (\pi Y_n(k_0 r) - \Lambda_n J_n(k_0 r)) \times \\ & \times \cos(n-1)\varphi - k_0 a \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} F_n (\pi Y_{n+1}(k_0 r) - \Lambda_n J_{n+1}(k_0 r)) \sin n\varphi \end{aligned} \quad (1.4)$$

Значения множителей F_n и условие применимости традиционного дипольного приближения в задаче обтекания цилиндра ($Fr > 0,5$) получены в [8]. Для точечного диполя, параметры которого берутся из теории однородной жидкости, величина возмущения функции тока имеет вид [8, 9]

$$\frac{\psi(r, \varphi)}{aU} = \frac{k_0 d}{4\pi a U} \left[-\pi Y_1(k_0 r) \sin \varphi + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8n}{4n^2 - 1} J_{2n}(k_0 r) \sin 2n\varphi \right] \quad (1.5)$$

где $d = 2\pi a^2 U$ – дипольный момент. Скорость на оси движения впереди и позади препятствия определяется выражением

$$\frac{u}{U k_0^2 a^2} = \frac{\pi}{2k_0 |x|} \{H_1(k_0 |x|) \operatorname{sgn} x - Y_1(k_0 |x|)\} \quad (1.6)$$

где $H_1(k_0 |x|)$ – полная функция Струве, $Y_1(k_0 |x|)$ – функция Неймана 1-го порядка. Ее значение в центре опережающего возмущения монотонно затухает с удалением от тела. При этом меняется положение нулевой линии тока, на которой скорости жидкости и тела равны, т.е. фактически происходит деформация контура обтекаемого препятствия. Из (1.6) следует, что положение передней границы контура $\Psi = 0$ на оси движения определяется из трансцендентного уравнения

$$H_1(k_0 L_b) - Y_1(k_0 L_b) = \frac{8Fr^2}{\pi} k_0 L_b \quad (1.7)$$

единственное решение которого, определяющее длину области полной блокировки потока L_b , удаляется от начала координат при уменьшении числа Фруда [8]

$$L_b/D \approx 0,25 Fr^{-1} + 8 Fr^3 + \dots, Fr \ll 1 \quad (1.8)$$

В течении позади препятствия также могут наблюдаться замкнутые линии тока в областях опрокидывания подветренных внутренних волн. Их центры располагаются на линиях максимальных амплитуд присоединенных внутренних волн [8].

При учете вязкости уравнение для функции тока имеет вид [10]

$$\frac{1}{\text{Ri}} \left[\Psi_x \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \Psi - \Psi_y \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \Psi \right] = \Psi_x + \frac{1}{\text{Ri Re}} \nabla^2 \nabla^2 \Psi \quad (1.9)$$

где $\text{Ri} = g\beta D^2/U^2$ – число Ричардсона, $\text{Re} = UD/\nu$ – число Рейнольдса, D – диаметр тела, ν – кинематическая вязкость, и вводится граничное условие прилипания. Аналитическое решение (1.9), полученное в [10], наряду с внутренними волнами позади тела описывает возмущения скорости и плотности перед ним, и в дальнейшем будет использоваться при анализе экспериментальных данных

$$\Psi = y[1 + H(\eta^-) - H(\eta^+)] + 4 \left(\frac{x}{\text{Re Ri}} \right)^{1/4} [H'''(\eta^+) - H'''(\eta^-)] \quad (1.10)$$

$$H(\eta) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty+i\delta}^{\infty+i\delta} e^{-i\eta y - p^4 x} \frac{dp}{p}, \quad \bar{x} = x/(\text{Re Ri}); \quad \eta = \frac{y}{\bar{x}^{1/4}}; \quad \delta, \bar{x} > 0$$

$$\eta^\pm = \left(y \pm \frac{1}{2} \right) / \bar{x}^{1/4}$$

Из (1.10) следует, что максимальное значение скорости в потоке перед телом затухает с расстоянием степенным образом $u/U \approx K\bar{x}^{-3/4}$, границей области полной блокировки является сечение $(L_b/(D \text{Re Ri}))^{1/4} \approx 0,15$. Численные значения параметров течения по формулам (1.10) были рассчитаны и сопоставлены с данными, полученными при буксировке цилиндров в бассейне [11].

По аналогии с однородной жидкостью в ряде работ цилиндр заменяется сингулярным массовым источником [12]. В приближении Буссинеска для волновых возмущений позади тела получено дисперсионное соотношение

$$-k^2 U^2 + \beta g + \nu i k^3 U = 0$$

из которого следует выражение для длины волны λ , которое при стремлении вязкости к нулю переходит в известное выражение для идеальной жидкости $\lambda = 2\pi U/(\beta g)^{1/2} = UT_b$ [1]. Возмущения скорости и плотности на оси опережающего возмущения затухают, как и в [10]: $u \approx K|x|^{-3/4}$, $\rho \approx K|x|^{-1/2}$.

Таким образом, для проверки и сравнения существующих аналитических решений [8–10, 12] необходимо одновременно измерять поля скорости и плотности как впереди, так и позади препятствия. Такую возможность предоставляют теневые методы, визуализирующие поля градиента плотности [13], дополненные маркерами, позволяющими регистрировать профиль горизонтальной компоненты скорости [14].

2. Методика эксперимента. Опыты проводились на лабораторной установке, включающей бассейн размерами 220 × 40 × 60 см, систему создания стратификации, механизм буксировки моделей, каретку для установки и перемещения датчиков, устройство сбора и обработки экспериментальных данных и теневой прибор.

Линейная стратификация создавалась в бассейне методом непрерывного вытеснения. Профиль плотности контролировался при помощи датчика электропроводности. В данной серии

опытов период плавучести среды T_b составлял 6–25,2 с. В бассейне равномерно буксировались горизонтальные цилиндры диаметром $D = 2,5$ и $7,6$ см со скоростью $U = 0,03$ – 1 см/с.

Непосредственное наблюдение течения проводилось при помощи теневого прибора ИАБ-458, оборудованного системами фото-, кино- и видеосъемки. Для визуализации использовались две модификации метода Максутава: "вертикальные щель–нож в фокусе", "вертикальные щель–нить в фокусе" [15], позволяющие наблюдать картины течения в средах с большими вариациями градиента коэффициента преломления. Первый метод позволяет регистрировать возмущения горизонтальной компоненты коэффициента преломления и вследствие высокой чувствительности является предпочтительным в случае слабых стратификаций (или медленных скоростей движения), когда возмущения плотности малы и световые лучи не перекрываются элементами конструкции прибора.

Второй метод визуализирует модуль возмущений коэффициента преломления среды. Нить, частично перекрывающая изображение щели, располагается в его центре, так что невозможному состоянию соответствующим образом соответствует минимальный уровень средней освещенности поля зрения. В этом случае из всей волновой картины визуализируются только линии гребней и впадин волн (при этом их изображения различаются между собой). Данный метод оказывается более удобным для визуализации тонкоструктурных возмущений, которые не затеваются контрастным изображением волн, типичным для метода ножа.

Высокая чувствительность теневого прибора позволяет использовать его одновременно и для наблюдения возмущений поля градиента плотности, и для измерения профилей скорости потока при помощи плотностных маркеров. В качестве маркеров используются следы за всплывающими газовыми пузырьками [14] или погружающимися кристаллами соли, перманганата калия или сахара. Падающий кристалл оставляет за собой долгоживущий вертикальный след толщиной $\delta \sim 0,25$ мм, который в зависимости от распределения скорости в потоке можно наблюдать на теневой картине 10–150 с. По смещениям метки за известный промежуток времени Δt восстанавливается профиль горизонтальной компоненты скорости. При этом смещение цилиндра не превышает его радиуса, если скорость жидкости $u < 0,5U$.

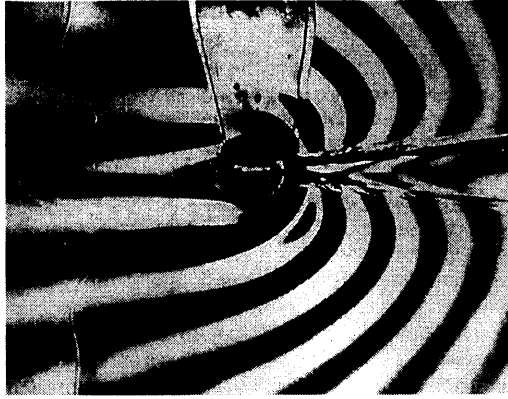
При определении размеров области полной блокировки, внутри которой скорость жидкости практически равна скорости препятствия, допускались большие значения смещений, что заметно повышает точность измерения этого параметра и не влияет на погрешность определения установившегося значения скорости. Подобная методика используется для повышения точности измерений на больших расстояниях от цилиндра, где изменчивость скорости на расстояниях порядка D невелика. В данных опытах относительная погрешность измерения скорости не превышала 10%.

Для определения степени стационарности сформировавшегося потока через промежуток в несколько периодов плавучести в ходе одного опыта повторялись измерения параметров течения. О стационарности течения свидетельствует стабилизация положения точек отрыва оболочек плотностного следа на теле и отсутствие перемещающихся фронтов в картине течения перед телом.

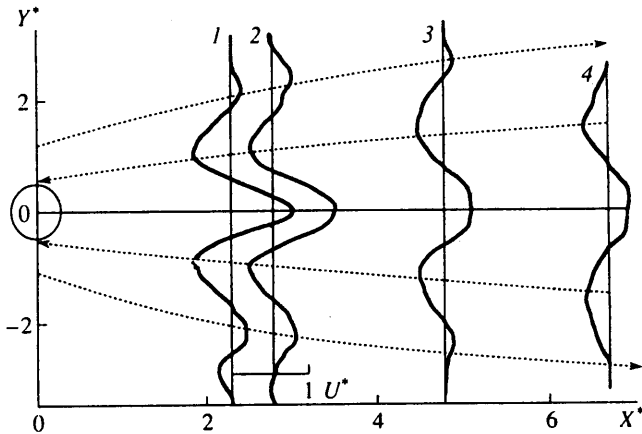
3. Основные результаты. Традиционная теневая картина течения около двумерного препятствия, полученная методом "щель–нож", включающая опережающее возмущение, поле присоединенных внутренних волн и спутное течение позади тела, представлена фиг. 1. В этом случае гребням и впадинам внутренних волн соответствуют границы темных и светлых полос. Профиль смещения плотностной метки визуализирует распределение скорости перед телом.

Опережающее возмущение состоит из заблокированной жидкости непосредственно перед телом и нестационарных внутренних волн, плавно переходящих в присоединенные волны за телом. Высота области полной блокировки определяется положением нулей скорости течения, и ее длина L_b находится из условия $u = U$. Наклонные границы между темными и светлыми полосами соответствуют лучам нестационарных внутренних волн [1], причем их продолжения пересекаются в точке начала движения тела.

Форма фазовых поверхностей присоединенных внутренних волн отклоняется от полуокружностей, следующих из теории [1], в окрестности плотностного следа, где они увлекаются средним течением. Присоединенные внутренние волны замыкаются на высокоградиентные оболочки и не проникают в плотностный слой, внутри кото-



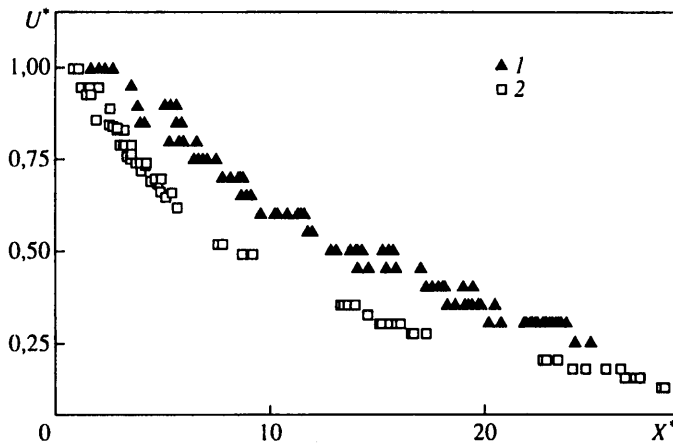
Фиг. 1. Теневая картина стратифицированного течения около цилиндра, полученная методом "вертикальные щель-нож в фокусе" ($T_b = 7,45$ с; $D = 2,5$ см; $U = 0,2$ см/с; $C = 550$; $Re = 50$; $Fr = 0,095$). Метка перед телом визуализирует профиль горизонтальной компоненты скорости около цилиндра, движущегося справа налево



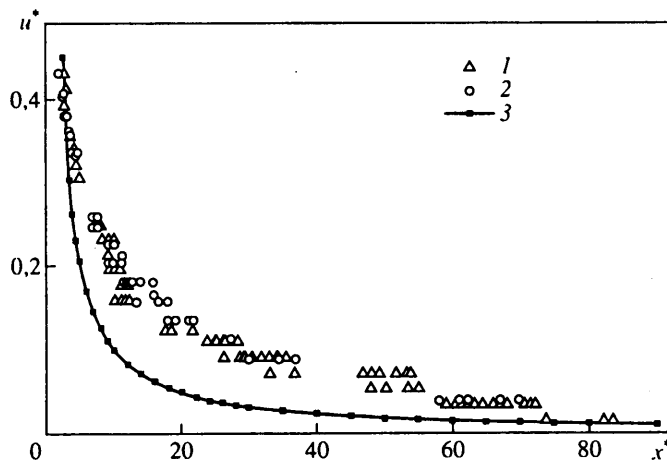
Фиг. 2. Экспериментальные профили скорости на различных расстояниях перед телом, движущимся слева направо ($X^* = x/D$; $Y^* = y/D$; $U^* = u/U$; $D = 2,5$ см; $T_b = 12,5$ с; $U = 0,335$ см/с; $Fr = 0,27$; $Re = 83,8$. 1-4 - $x^* = 2,3; 2,9; 4,8; 6,7$). Масштаб скорости, одинаковый для всех профилей, приведен в нижней части рисунка

рого существует собственная система нестационарных волн (им на теневой картине соответствует последовательность наклонных темных и светлых полос за телом). Периодические изменения структуры и толщины оболочек плотностного следа являются следствием их активного взаимодействия с присоединенными внутренними волнами, экстремумы его высоты локализованы на гребнях и впадинах волн.

Типичные профили горизонтальной компоненты скорости жидкости перед цилиндром в установившемся режиме, построенные по результатам обработки смещений плотностных меток, приведены на фиг. 2. Перед телом малого диаметра (величина которого меньше вязкого волнового масштаба $D < L_v = \sqrt[3]{g\nu / N}$) профиль скорости имеет волновую структуру с главным максимумом на оси движения и струями чередующихся направлений на периферии. При этом вблизи тела вертикальное расстояние между первыми нулевыми значениями скорости приблизительно равно его диаметру. В картине течения достаточно выражено геометрическое подобие полей скорости и плотности (см. фиг. 1), хотя экстремумы и нули профилей скорости не



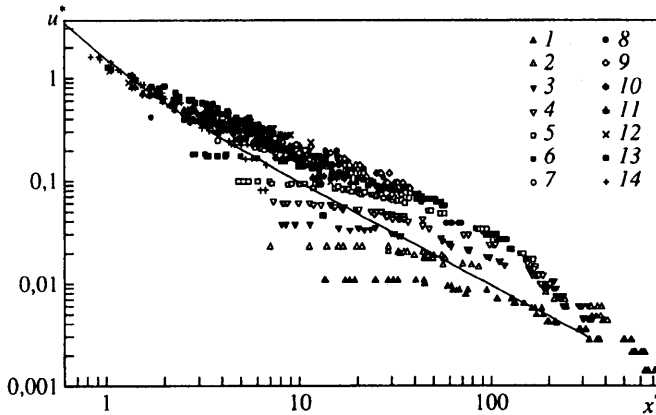
Фиг. 3. Распределение горизонтальной компоненты скорости течения в опережающем возмущении при одинаковых значениях числа Рейнольдса ($D = 2,5$ см; $U = 0,1$ см/с; $Re = 25$. 1, 2 – $T_b = 12,5; 25,2$ с; $Fr = 0,08; 0,16$). Расстояние отсчитывается от центра тела



Фиг. 4. Распределения горизонтальной компоненты скорости жидкости при одинаковых значениях числа Фруда ($u^* = u / Uk_0^2 r^2$; $x^* = x/k_0$; $D = 2,5$ см; $Fr = 0,34$; 1, 2 – $T_b = 12,5; 25,2$ с, $U = 0,425; 0,21$ см/с, $Re = 106; 52,52$. 3 – расчет по формуле (1.6))

всегда попадают на гребни и впадины волн. По мере удаления от препятствия струи расширяются, профили выполаживаются и скорости убывают, что качественно соответствует моделям [8–10].

Детальные измерения скорости на оси движения перед телом показывают, что наряду с зависимостью от числа Рейнольдса [8] структура потока зависит и от величины числа Фруда (в модели идеальной стратифицированной жидкости этот параметр является единственным). Во всем диапазоне параметров, в котором проводились измерения ($0,05 < Fr < 1$, $10 < Re < 300$), значение скорости на оси движения монотонно убывает с удалением от тела. Вблизи препятствия скорость жидкости постоянна и равна скорости тела, что свидетельствует о полной блокировке потока. С удалением от препятствия блокировка становится частичной, скорость жидкости начинает убывать с расстоянием. Длина области полной блокировки уменьшается с увеличением периода плавучести (фиг. 3). Затухание скорости жидкости возрастает с увеличением периода плавучести при фиксированных значениях скорости тела. В области частич-



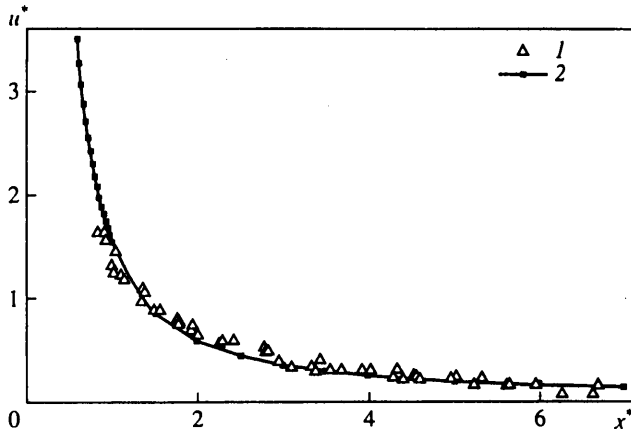
Фиг. 5. Распределение скорости перед телом $D = 2,5$ см; $T_b = 25,2$ с; $1-14 - U = 0,03; 0,05; 0,06; 0,08; 0,10; 0,14; 0,17; 0,21; 0,24; 0,28; 0,33; 0,37; 0,40, 0,45$ см/с, линия – расчет по формуле (1.6)

ной блокировки относительная скорость жидкости убывает степенным образом $u/U = K_u(x/D)^{-3/4}$, $K_u = 3,0; 1,6$; $T_b = 12,5; 25,2$ с (кривые 1, 2 на фиг. 3).

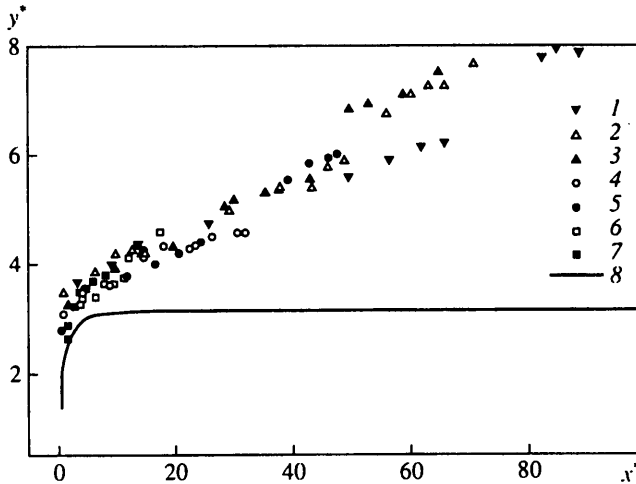
Зависимость максимальной скорости в опережающем возмущении от расстояния до центра тела приведена на фиг. 4. Нормировка скорости проведена в соответствии с [8] на величину $Uk_0^2 a^2$. Расстояние нормируется на волновое число присоединенной внутренней волны – единственный параметр с размерностью длины в модели идеальной жидкости [8, 9]. При качественном согласии измеренные абсолютные значения скорости всегда превосходят рассчитанные. Это различие максимально на расстояниях $x^* \approx 20-60$ и достигает 100%. Затухание скорости с расстоянием лучше соответствует асимптотике $u/U \sim x^{-3/4}$ [10, 12], чем приведенной кривой $u/U \sim x^{-3/2}$, следующей из [8]. По всей совокупности проведенных опытов при $Fr = U/ND > 0,15$ распределение скорости в потоке в основном определяется величиной числа Фруда (фиг. 4), что качественно соответствует модели [8].

Сводные результаты измерений распределений скорости в опережающем возмущении в зависимости от расстояния до центра препятствия представлены на фиг. 5. Хотя в целом более 3000 точек, представляющих более 30 серий независимых экспериментов, достаточно удовлетворительно группируются вокруг генеральной совокупности, следующей из формулы (1.6), каждая индивидуальная реализация заметно отличается от нее. Под теоретической кривой [8] располагаются точки, иллюстрирующие полную блокировку течения непосредственно перед препятствием. На расстояниях, превосходящих размеры области полной блокировки, абсолютные значения скорости превосходят рассчитанные, что, видимо, обусловлено влиянием вязкости и нелинейности, которое не учитывается в [8]. В целом затухание скорости происходит более медленно (см. также фиг. 4), чем в расчетах. Наилучшее согласование наблюдается при наибольших для данной серии опытов значениях внутреннего числа Фруда ($Fr = 0,75$, $x^* = O(1)$), когда скорость наиболее быстро убывает с расстоянием. Систематические отклонения при малых числах Фруда ($x^* > 100$) выражены более заметно в случае сильной, а не слабой стратификации, где нарушается условие применимости теории. Относительное различие между данными, составляющими генеральную последовательность для двух стратификаций, не превышает 10%, т.е. методической погрешности опытов. Наилучшее согласие экспериментальных данных наблюдается с расчетами по дипольной модели при $Fr > 0,7$ [8].

Степень совпадения расчетов [8] и измерений скорости на оси движения иллюстрируется фиг. 6, построенной в линейном масштабе. При такой методике случайная



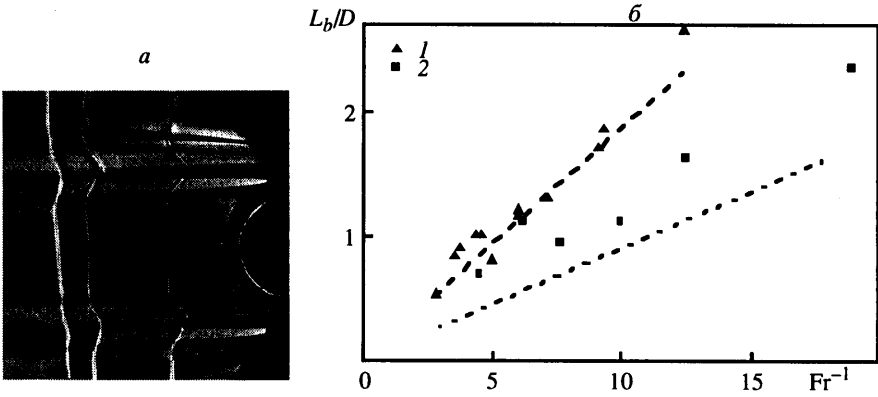
Фиг. 6. Распределение горизонтальной компоненты скорости течения перед телом ($D = 2,5$ см; $T_b = 25,2$ с; $U = 0,45$ см/с; $Fr = 0,73$; $Re = 113$), 1 – экспериментальные данные, 2 – расчет по формуле (1.6)



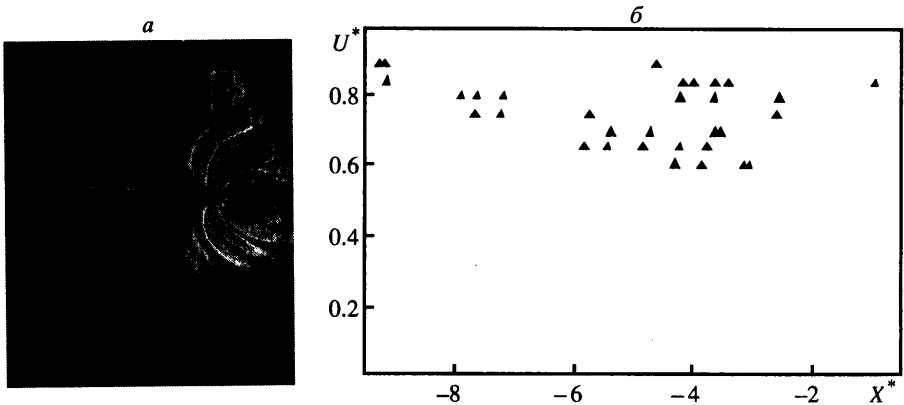
Фиг. 7. Зависимость расстояния между струями противотечения в профиле горизонтальной компоненты скорости перед телом от расстояния до вертикальной плоскости, проходящей через ось тела ($y^* = uk_0$; $D = 2,5$ см; $T_b = 12,5$ с. 1–7: $U = 0,33$; $0,36$; $0,39$; $0,42$; $0,43$; $0,54$; $0,88$ см/с, 8 – расчет по формуле (1.5))

погрешность уменьшается с увеличением числа точек отсчета на выбранном профиле, большие случайные отклонения легко идентифицируются и исключаются и расхождение данных не превышает погрешности опытов.

Существенные различия между теорией и экспериментом обнаруживаются в пространственной структуре поля скорости перед препятствием. Результаты измерения расстояния между ближайшими к оси движения струями противотечения в зависимости от удаления от центра тела приведены на фиг. 7 (нормировка параметров выполнена на обратное волновое число [8]). При такой нормировке положение точек на графике зависит не только от расстояния до препятствия, но и от величины числа Фруда (большим значениям x^* соответствуют меньшие значения чисел Фруда). Как и для скорости на оси движения (фиг. 5), при использовании параметризации [8] данные различных опытов ложатся на общую кривую. Для наибольших значений числа Фруда теория и эксперимент совпадают достаточно хорошо, в окрестностях тела ($x^* < 10$) при $Fr > 0,5$ различие не превышает 15%. С уменьшением числа Фруда данные расче-



Фиг. 8. Деформация плотностных меток перед телом: *a* – $D = 7,6$ см; $T_b = 6,1$ с; $U = 0,125$ см/с; $Fr = 0,016$; $Re = 95$ и зависимость размеров области полной блокировки (*б*) от числа Фруда при $u/U = 1$, $D = 2,5$ см



направлении движения тела и положение его передней границы задается формулой (1.8).

При малых значениях числа Фруда в профиле горизонтальной компоненты скорости в окрестности оси движения перед препятствием наблюдается практически плоский участок с вертикальным размером порядка диаметра цилиндра (фиг. 8, а). Таким образом, в опытах с телом большого размера ($D > \lambda$) нестационарные внутренние волны не проникают в область полной блокировки потока. В теории [8] при таких значениях параметров ближайшие к оси движения струи рассчитаны быть не могут, поскольку они оказываются внутри контура нулевой линии тока.

С удалением от препятствия высота области полной блокировки убывает и на некотором расстоянии, когда скорость жидкости во всем сечении становится меньше скорости тела, полная блокировка переходит в частичную. Зависимость длины области полной блокировки течения от числа Фруда приведена на фиг. 8, б. Она возрастает обратно пропорционально скорости цилиндра, что соответствует выражениям $L_b/D \sim \text{Re}/\text{Fr}^2$ [10] и $L_b/D \sim 1/\text{Fr}$ [8]. Однако эти формулы имеют различную зависимость от частоты плавучести (квадратичную в первом случае и линейную во втором), что позволяет идентифицировать соответствующую закономерность. Полученные данные соответствуют зависимости $L_b/D \sim \text{Re}/\text{Fr}^2$, что качественно согласуется с результатами аналогичных измерений [11]. На графике проведены прямые, следующие из соотношения $(L_b / (D \text{Re Ri}))^{1/4} = 0,15$ [10, 11] для условий опыта. Систематические расхождения между теоретической прямой и экспериментальными точками в случае слабой стратификации являются следствием роста погрешности измерений с уменьшением смещения метки.

Следует отметить, что в данных опытах во всем диапазоне параметров скорость жидкости в опережающем возмущении спадает монотонно (в отличие от [10, 11], где максимум находится на некотором удалении от тела) и нигде не превышает скорость препятствия. Кроме того, наличие плоского участка в профиле горизонтальной компоненты скорости перед большим препятствием (фиг. 8, а) не может быть объяснено в рамках асимптотических теорий [12].

Картина смещения плотностных меток за цилиндром, иллюстрирующих профили горизонтальной компоненты скорости в отстающем следе, приведена на фиг. 9, а. Позади препятствия распределение скорости имеет более простую структуру, чем перед ним. В спутном течении выражен максимум на оси движения и две нечеткие струи выше и ниже плотностного следа. Затухание продольной компоненты скорости на оси следа является довольно слабым (фиг. 9, б), что объясняется смыканием границ плотностного следа, поддерживающим спутное течение (аналогичный эффект отмечен и в [11]). Сравнение фиг. 1, 8, 9 показывает, что с уменьшением внутреннего числа Фруда значимые возмущения перемещаются из спутного течения позади тела в опережающее возмущение.

Спутное течение имеет более сложную вихревую структуру, чем опережающее возмущение. Скорость внутри протяженного вихря на оси следа за телом при $\text{Fr} < 0,3$ немонотонно изменяется с расстоянием. Кроме того, скорость жидкости в отстающем следе может превышать скорость тела. В этой области течения теория идеальной жидкости [8, 9] не только не описывает реальное распределение скорости, но и предсказывает неправильное направление течения. В этой области существенную роль играют вязкое вовлечение, эффекты неволновой деформации стратификации и сильного взаимодействия внутренних волн с внутренним пограничным течением на высокоградиентных оболочках плотностного следа [6].

Заключение. Данные более 50 серий опытов по измерениям профилей скорости около препятствия, равномерно движущегося в непрерывно стратифицированной жидкости, показывают, что область наиболее значимых возмущений с уменьшением числа Фруда переходит из отстающего следа в течение перед препятствием. Существующие теории [8–12] удовлетворительно описывают закономерности спадания ско-

рости на оси опережающего возмущения и несколько хуже – ее пространственную структуру. Расчеты по наиболее простой модели массовых источников в идеальной жидкости [8] количественно согласуются с экспериментом при $Fr > 0,5$, а качественно – и при меньших значениях, вплоть до $Fr = 0,15$, хотя формально условие применимости теории ($Fr > 0,7$) не выполняется. Данные экспериментов и расчетов [8] не согласуются в области полной блокировки потока. Расчет по [8] дает заниженные значения скорости при $Fr < 0,5$. Теория идеальной жидкости не описывает течение в следе позади препятствия.

Диссипативные модели позволяют выделить область блокировки и рассчитать ее длину, однако немонотонность распределения скорости в опережающем возмущении [10] не согласуется с наблюдениями.

Таким образом, существующие аналитические решения линеаризованных уравнений для задачи обтекания цилиндра потоком непрерывно стратифицированной жидкости, хотя и получены при сильных дополнительных предположениях (в приближении Бусинеска, пренебрежении сингулярными компонентами решений, обусловленными вязкостью и (или) диффузией, упрощенными граничными условиями), позволяют рассчитать основные характеристики опережающего возмущения вдоль оси движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и технологий Российской Федерации (программа поддержки уникальных установок), РФФИ (проект 99-05-64980) и Президиума РАН (проект молодых ученых РАН "Исследование механизмов формирования и усиления тонкой структуры свободных течений непрерывно стратифицированной жидкости").

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
2. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980. 549 с.
3. Baines P.G., Guest F. The nature of upstream blocking in uniformly stratified flow over long obstacles // J. Fluid Mech. 1988. V. 188. P. 23–45.
4. Castro I.P., Snyder W.H. Upstream motions in stratified flow // J. Fluid Mech. 1988. V. 187. P. 487–506.
5. Boyer D.L., Davies P.A., Fernando H.J.S., Zhang X. Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1989. V. A 328. № 1601. P. 501–528.
6. Миткин В.В., Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Исследование изменчивости структуры стратифицированного спутного течения за горизонтальным цилиндром оптическим и акустическим методами // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 3. С. 5–17.
7. Long R.R. Some aspects of the flow of stratified fluids. I – A theoretical investigation // Tellus. 1953. V. 5. № 1. P. 42–58.
8. Аксенов А.В., Городцов В.А., Стурова И.В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью: Препринт № 282. М.: ИПМ АН СССР, 1986. 59 с.
9. Pay Y.-H. Inviscid flows of stably stratified fluids over barriers // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1969. V. 95. № 403. P. 104–119.
10. Graebel W. On the slow motion of bodies in stratified and rotating fluids // Quart. J. Mech. and Appl. Math. 1969. V. 22. Pt I. P. 39–54.
11. Browand F.K., Winant C.D. Blocking ahead of a cylinder moving in a stratified fluid: an experiment // Geophysical Fluid Dynamics. 1972. V. 4. № 1. P. 29–53.
12. Janowits G.S. On wake in stratified fluids // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. Pt 3. P. 417–432.
13. Chashechkin Yu.D. Schlieren visualization of a stratified flow around a cylinder // J. Visualization. 1999. V. 1. № 4. P. 345–354.
14. Смирнов С.А., Чашечкин Ю.Д., Ильиных Ю.С. Высокоточный метод измерения профиля периода плавучести // Измерит. техника. 1998. № 6. С. 15–18.
15. Максutow Д.Д. Теневые методы исследования оптических систем. Л.; М.: Гостехиздат, 1934. 172 с.

Москва

Поступила в редакцию
7.IX.1999