

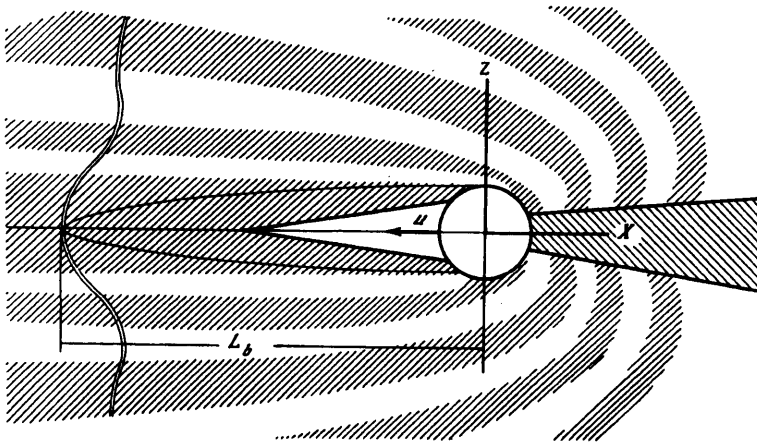
УДК 532.5.011:551.463.2

© 1998 г. В.В. МИТКИН, В.Е. ПРОХОРОВ, Ю.Д. ЧАШЕЧКИН

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ
СТРУКТУРЫ СТРАТИФИЦИРОВАННОГО СПУТНОГО ТЕЧЕНИЯ
ЗА ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ЦИЛИНДРОМ
ОПТИЧЕСКИМ И АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДАМИ**

В лабораторном бассейне проведена синхронная регистрация теневой картины течения за горизонтальным цилиндром, равномерно буксируемым в стратифицированной жидкости с постоянной частотой плавучести (в режиме погруженных вихрей и турбулентного следа) и акустических эхограмм (частота зондирующего сигнала 1 МГц). С помощью компьютерной обработки построены профили освещенности в теневой картине на масштабах, сравнимых с шириной зондирующего акустического пучка. Оптический и акустический профили, хотя и не являются подобными, позволяют идентифицировать основные структурные элементы следа, включая его высокоградиентное ядро, и проследить их временную изменчивость. Особенности интегральной характеристики акустического рассеяния – силы слоя – позволяют ее использовать для выделения идентификационных признаков режимов течения наряду с оптическими изображениями картины течения.

Экспериментальные исследования двумерных спутных течений стратифицированной жидкости проводятся с целью изучения их внутренней структуры [1], тестирования теории внутренних волн [2], уточнения моделей физических процессов в атмосфере [3, 4] и океане [5]. Схема течения около препятствия приведена на фиг. 1 в том виде, в котором она наблюдается распространенными теневыми методами. В ней традиционно выделяют спутный след позади препятствия, систему присоединенных внутренних волн, возбуждаемых непосредственно обтекаемым телом, и область заблокированной жидкости – опережающего возмущения впереди него. Равнобедрен-



Фиг. 1. Схема спутного стратифицированного течения около двухмерного препятствия

ный треугольник с вершиной на оси следа визуализирует наиболее контрастную часть возмущения перед телом. Длина области блокировки L_b устанавливается по уровню скорости жидкости, профиль которой измеряется по деформации плотностной метки. Фазовые поверхности поля присоединенных внутренних волн замыкаются на высокоградиентные оболочки плотностного следа. Толщины оболочек этого и более широкого скоростного следа существенно различаются между собой.

Опережающие возмущения наиболее выражены при малых скоростях движения тела в жидкости с большими градиентами плотности [6, 7]. Вертикальные профили плотности $\Delta\rho/\rho$ и скорости $\Delta u/u$ впереди тела [8] удовлетворительно совпадают с расчетами по модели [9]. Измерения фазовой структуры присоединенных внутренних волн приведены в [10]. Течение в следе в широком диапазоне определяющих параметров, включающем ламинарный, переходный и турбулентный режимы, изучалось в [11] прямым теневым методом с помощью подкраски и взвешенных частиц. Классификация режимов, базирующаяся на идентификации погруженных в след локализованных вихрей и вихревых систем [1, 11], расширена в [12] за счет выделения в отдельную группу висящих вихрей, которые отделены от тела и следа слоем жидкости с гладким распределением плотности. Вихревые структуры подразделяются на стационарные относительно тела, положение которых жестко связано с фазовой структурой присоединенных внутренних волн, и нестационарные, которые формируются дрейфующими вихрями, отрывающимися от присоединенного донного вихря. На границе диапазонов режима существования как положение, так и размеры стационарных вихрей начинают меняться во времени [11].

Масштабная параметризация спутного стратифицированного течения [12] основана на размерном анализе уравнений движения с учетом диффузии и вязкости. Базовыми масштабами в этом случае являются: масштаб плавучести $\Lambda = l d(\ln \rho_0)/dz l^{-1}$, где ρ_0 – невозмущенная плотность, ось z – вертикальна; диаметр тела D ; длина присоединенной внутренней волны $\lambda = UT_b = 2\pi U/N$ ($T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$ – период, N – частота плавучести, g – ускорение свободного падения, U – скорость тела); $\delta_v = \nu/U$ и $\delta_p = k_s/U$ – толщины скоростного и плотностного пограничных слоев (ν и k_s – коэффициенты кинематической вязкости и молекулярной диффузии стратифицирующей компоненты, в данном случае поваренной соли). На их основе строится счетное множество комбинационных масштабов, некоторые из которых могут быть соотнесены с размерами основных структурных элементов течения за цилиндром или толщиной их границ.

Традиционные безразмерные параметры при таком подходе определяются как отношения базовых масштабов: число Рейнольдса $Re = D/\delta_v = UD/\nu$, число Пекле $Pe = D/\delta_p = UD/k_s$, внутреннее число Фруда $Fr = \lambda/2\pi D = U/ND$, отношение масштабов $C = \Lambda/D$. Положение границ на диаграмме режимов, которые являются отрезками прямых, определяется из условия подобия или равенства масштабов явлений различной природы [12]. Наклон границ позволяет идентифицировать подходящие группы масштабов и найти размеры соответствующих структурных элементов.

Минимальный размер структурного элемента течения определяется диффузией и частотой плавучести $\delta_m \sim \sqrt{k_s/N}$. Для типичных экспериментальных условий $\delta_m \approx 0,05$ мм, что недостижимо для большинства экспериментальных методов, за исключением теневого метода на базе прибора ИАБ-451. Измерения датчиком электропроводности подтвердили наличие высокоградиентных оболочек следа, связанных с отрывом плотного пограничного слоя [13]. На прослойках развиваются специфические формы мелкомасштабной неустойчивости, формирующие мелкомасштабные структуры внутри и вне следа [14], которые существенно влияют на распространение света и рассеяние ультразвука [15, 16].

Приведенный обзор показывает, что ряд проблем спутного стратифицированного течения исследован недостаточно. В частности, из схемы течения (фиг. 1) видно, что

следствием эффекта блокировки является нелокальная деформация профиля плотности (ослабление градиента перед телом в результате накопления жидкости с горизонта движения его центра и усиление позади препятствия вследствие смыкания ранее разнесенных по вертикали слоев). Данные измерений профиля градиента плотности узкопольным теневым прибором за трехмерным препятствием приведены в [17], в двухмерном случае такие исследования не проводились. Остается открытым вопрос о влиянии тонкой структуры поля плотности в следе на интенсивность обратного рассеяния (ультра)звука – одного из основных методов дистанционного измерения океанских процессов.

Целью данной работы является совместное исследование независимыми теневым и эхолокационным методами структуры спутного течения за горизонтальным цилиндром, равномерно буксируемым в жидкости с однородной стратификацией. В данных опытах варьировались диаметр D и скорость тела U , т.е. число Рейнольдса, внутреннее число Фруда и отношение масштабов $C = \Lambda/D$. Число Шмидта $Sc = \nu/k_s \approx 700$ поддерживалось постоянным. Исследован режим "последовательности погруженных в след турбулентных вихрей" – стратифицированный аналог вихревой дорожки Струхаля – Кармана, когда в течении отсутствуют стационарные "вихревые пузыри" [1, 11, 12].

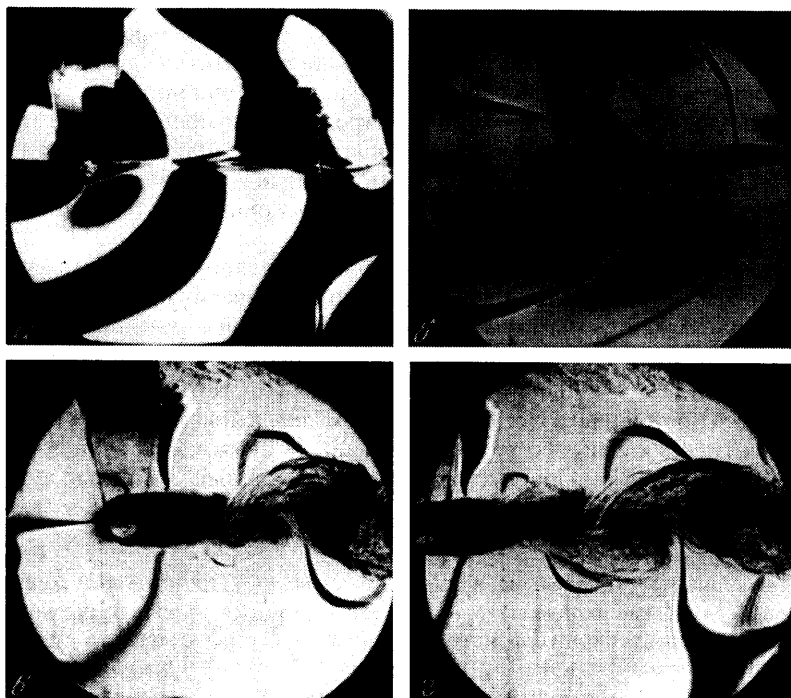
1. Методика. Опыты выполнены в бассейне $240 \times 40 \times 60$ см³ с прозрачными стенками, в которые вставлены оптические иллюминаторы. Бассейн заполнялся линейно стратифицированным водным раствором поваренной соли методом непрерывного вытеснения. Период плавучести измерялся перед каждым опытом по регистрограмме осцилляций плотностной метки за падающим кристалликом соли контактным датчиком электропроводности с погрешностью не более 5%. В данной серии он составлял $T_b = 7,3$ с и постепенно увеличивался до $T_b = 7,5$ с за счет естественной диффузии и перемешивания жидкости в следе.

Изучалось течение за горизонтальным цилиндром ($D = 2,5$ и $5,0$ см), движущимся с постоянной скоростью в центре бассейна. Цилиндр крепился к каретке, которая буксировалась по направляющим, установленным над бассейном. Скорость измерялась по времени прохождения контрольной базы с погрешностью не хуже 5% и составляла $U = 3,0 - 5,2$ см/с. Относительная неравномерность движения контролировалась оптическим методом и не превышала указанной погрешности. Данная область параметров ($Fr = 1,3 - 2,5$, $Re = 750 - 1300$) соответствует не диаграмме [11, 12] режиму "последовательности погруженных в след турбулентных вихрей".

Визуализация проводилась теневым прибором ИАБ-458 методом Максутова с вертикальной целью и светоразделяющим ножом или нитью. Первый метод выделяет возмущения горизонтальной компоненты коэффициента преломления, второй – модуль этих возмущений. Нить, расположенная в центре щели, когда невозмущенному состоянию соответствует минимальный уровень освещенности изображения, из всей волновой картины визуализирует только линии гребней и впадин. Второй метод оказался более удобным для наблюдения турбулентного следа, который не затеняется контрастным изображением волн.

В режиме центрированного следа (фиг. 2, а, б) длина присоединенной внутренней волны составляет $\lambda = 2\pi D Fr = 8,5$ см и в поле зрения укладываются четыре полуволны. Вследствие высокой чувствительности метода ножа на части картины (а) лучи выходят за границы динамического диапазона теневого прибора не только в фазе возрастания амплитуды, но и в некоторых участках ее уменьшения (темное пятно непосредственно под цилиндром, где луч начинает затеняться элементами конструкции и прибор ИАБ-458 реагирует не только на первую, но и на более высокие производные коэффициента преломления среды). В этой связи в теневом изображении появляются полностью затененные области как в волновой зоне, так и внутри следа.

В методе нити в тех же областях максимальных волновых возмущений формируются серые полупрозрачные пятна (в нижней части фиг. 2, б и в области плотностного следа), на фоне которых проявляются мелкомасштабные высокоградиентные структуры внутри спутного течения. Фазовые поверхности присоединенных внутренних волн позади препятствия – полуцилиндры [10, 12], радиус которых растет пропорционально скорости и номеру волны. Искривления гребней и впадин внутренних волн, которым на фиг. 2, б и последующих снимках

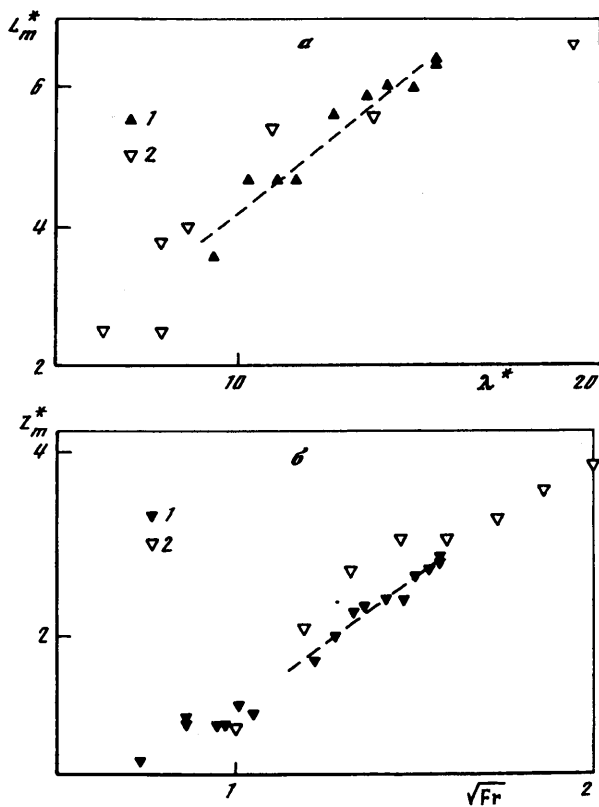


Фиг. 2. Теневая картина течения около горизонтального цилиндра ($D = 2,5$ см, тело буксируется справа налево): а – метод щель–нож; б, в, з – щель–нить (а, б – режим "центрированного следа с вихревыми пузырями" $U = 1,1$ см/с, $Fr = 0,54$, $Re = 227$; $C = 530$; в, з – "последовательность погруженных в след турбулентных вихрей", объединенных в зацепляющиеся диполи; $U = 4,6$ см/с, $Fr = 2,16$, $Re = 1145$, $C = 544$)

(фиг. 2–4) соответствуют тонкие серые линии, обусловлены эффектом Доплера – увеличением волны сдвиговым течением вне области плотностного следа.

Вертикальное акустическое зондирование следа осуществлялось с помощью лабораторного гидролокатора (частота заполнения 1 МГц, длина акустической волны 0,15 см, длительность посылки 30–40 мкс, период следования импульсов 0,16 с, угловое расхождение луча 4°). Гидролокатор включает аналоговый и цифровой блоки. В аналоговый блок входят антенна (пьезокерамический диск диаметром 2,5 см с заглушающим экраном), усилитель мощности, устройство автоматической временной регулировки усиления, генератор радиоимпульсов и амплитудный детектор. Цифровой блок представлен специальным интерфейсом, обеспечивающим высокоскоростное преобразование данных (период дискретизации сигнала 2,2 мкс) и передачу их в память компьютера со скоростью до $1,2 \cdot 10^7$ бит/с. Зондирование проводилось по вертикали в диапазоне глубин 20 см (по 10 см вверх и вниз от оси следа). Калибровка гидролокатора производилась по отраженному от дна бассейна сигналу. Более полно методика акустического эксперимента приведена в [16].

Непосредственно в ходе опытов регистрировался уровень сигнала на выходе приемного тракта гидролокатора. С учетом калибровки он пересчитывался в величину коэффициента рассеяния $n(t)$ в зависимости от глубины, который в свою очередь являлся исходным для расчета коэффициента объемного обратного рассеяния m_v и силы слоя S . Коэффициент m_v характеризует рассеивающие свойства единицы объема среды в единицу телесного угла и определяется из соотношения $m_v = (A_s/A_i)^2 S_a/V_s$, где S_a – площадь излучающей поверхности антенны, V_s – рассеивающий объем, который выражается через длительность излучаемого звукового импульса τ и скорость звука c как $V_s = S_s c \tau / 2$, A_i – уровень излучаемого сигнала, A_s –

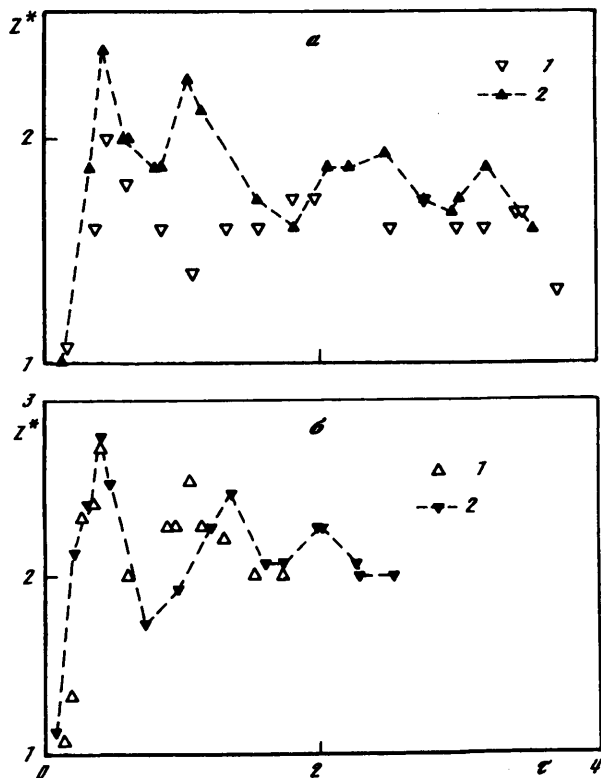


Фиг. 3. Геометрия следа: *a* – зависимость расстояния от плоскости максимального расширения следа до центра тела $L_m^* = L_m/D$ от длины присоединенной внутренней волны $\lambda^* = \lambda/D$; *b* – зависимость нормированного максимального размера следа L_m^* от внутреннего числа Фруда; 1 – эксперименты, 2 – [11]

уровень сигнала, рассеянного от неоднородностей. Коэффициент обратного объемного рассеяния рассчитывался по соотношению $m_v = 2n^2/ct$, где $n(t) = A_s(t)/A_i = \alpha A_s(t)/A_b$ – коэффициент рассеяния, $\alpha^2 = 0,1$ – коэффициент отражения от дна бассейна, A_b – уровень отраженного от дна сигнала. Интегральной характеристикой рассеяния звука является сила слоя $S = \int_z^{z+\Delta z} m_v dz$ [18].

В опытах цилиндр устанавливался у торцевой стенки бассейна. Теневой прибор и эхолот располагались в центре бассейна. Проводился контроль стратификации и уровня фоновых возмущений. Теневая картина регистрировалась фотоаппаратом "Зенит TTL". Акустические профили записывались в течение всего времени движения цилиндра от измерительного объема до противоположной торцевой стенки.

2. Основные результаты. На теневой картине течения, приведенной на фиг. 2, *в*, *г*, можно выделить опережающие и отстающие волновые возмущения, присоединенный донный вихрь и спутный след, состоящий из системы вихрей, объединенных в вихревые диполи. Подобная вихревая дорожка наблюдается при обтекании цилиндра однородной жидкостью при существенно меньших значениях числа Рейнольдса [19]. Роль стратификации здесь неоднозначна – с одной стороны, силы плавучести и высокоградиентные оболочки стабилизируют течение, с другой – они сплющивают вихри по вертикали и вытягивают их в горизонтальном направлении.



Фиг. 4. Зависимость нормированного внешнего размера следа Z^* от безразмерного возраста $\tau = t/T_b$ ($C = 544$; а: 1 – $Fr = 1,65$, $Re = 887$; 2 – $Fr = 2,16$, $Re = 1145$; б: 1 – $Fr = 2,36$, $Re = 1250$; 2 – $Fr = 2,45$, $Re = 1300$)

На фиг. 2, в, г видны два и четыре вихря, объединенных общей оболочкой в два диполя. Максимальное число идентифицируемых в данных опытах отдельных вихрей составляет 6–8 (3–4 диполя). Форма мелкоструктурных особенностей выделяет оболочку диполя, ядра вихрей (более темные, чем остальные элементы следа) и вихревые петли. Вихревая ножка связана с оболочкой нижележащего по течению диполя сходящимися тонкоструктурными неоднородностями. Поскольку теневой прибор настраивался на визуализацию вихрей и ядра следа, область высокоградиентных возмущений в непосредственной окрестности тела (фиг. 2, в) не разрешается в силу ограниченности его динамического диапазона.

Диффузные вертикальные полосы в левой и правой частях фиг. 2, г визуализируют фазовые поверхности присоединенных внутренних волн. Расстояние между ними $\Delta x = \lambda/2 = 16$ см. Интенсивное вихревое движение в следе формирует короткие нестационарные внутренние волны, фазовым поверхностям которых соответствуют диффузные петли, примыкающие к оболочке следа (фиг. 2, в, г). Темные пятна в донной области тела и в ядрах вихрей внутри следа визуализируют области с повышенным значением градиента плотности. В зависимости от интенсивности вихревого движения отдельные пятна могут длительно сохранять свою индивидуальность или сливаться в осциллирующую вихревую полосу почти постоянной толщины. По мере вырождения вихревого движения мелкомасштабные структуры вытягиваются в направлении средней скорости и формируют систему высокоградиентных прослоек, плавно искривляющихся под действием внутренних волн. Процесс образования прослоек идет от периферии к оси следа.

Важной геометрической характеристикой течения являются расстояние от центра тела до сечения с первым максимальным вертикальным размером следа L_m и соответствующая высота следа Z_m . Поскольку теневые фотографии свидетельствуют о пространственной синхронизации внутренних волн и неоднородностей внешней геометрии вихревого следа (фиг. 2, а, б), естественно нормировать продольную координату на длину присоединенной внутренней волны. Вертикальный размер обычно нормируется на диаметр тела.

Зависимость отстояния первого максимума высоты следа $L_m^* = L_m/D$ от нормированной длины присоединенной внутренней волны ($\lambda^* = \lambda/D = 2\pi Fr$) приведена на фиг. 3, а; относительная высота $Z_m^* = Z_m/D$ как функции внутреннего числа Фруда – на фиг. 3, б. На графики нанесены данные выполненных экспериментов и [11]. Аппроксимирующие отрезки прямых $L_m^* = 0,41\lambda/D + 0,07$ и $Z_m^* = 2,66 \sqrt{Fr} - 1,39$ описывают все имеющиеся данные.

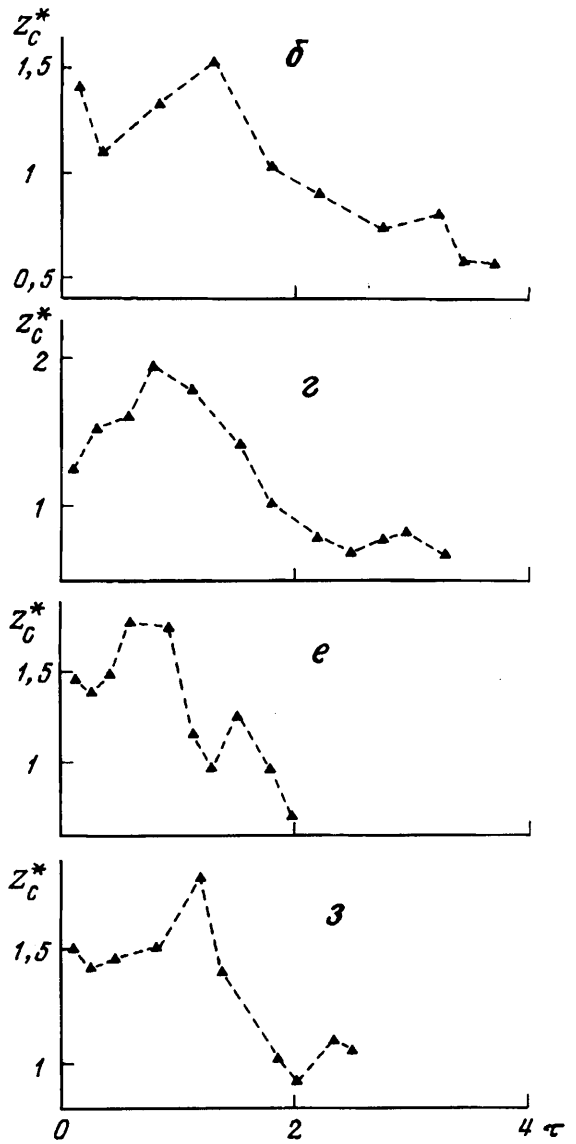
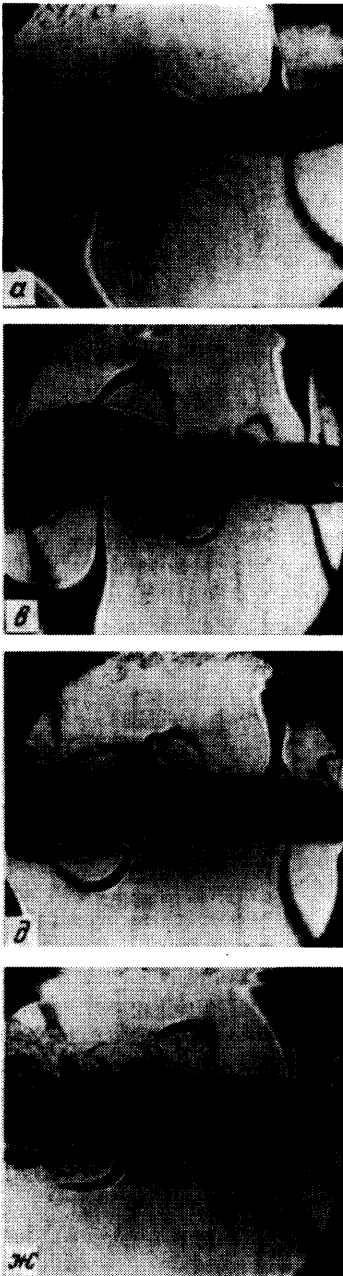
Во временной зависимости нормированного максимального вертикального размера тела $Z^* = Z/D$ (среднее значение высоты следа в полосе длиной D) от безразмерного возраста $\tau = t/T_b$ (для центра полосы) явно прослеживаются осцилляции с периодом, близким к периоду плавучести невозмущенной среды (фиг. 4). Первый максимум достигается при $\tau \approx 0,4$, после чего уменьшается общая высота следа и амплитуда его осцилляций. Эти геометрические свойства весьма устойчивы и проявляются в широком диапазоне параметров спутного течения. Таким образом, измерения пространственной изменчивости течения по теневым фотографиям (каждому участку фотографии соответствует собственный возраст процесса, фиг. 3, а) согласуются с измерением временной изменчивости в выделенном сечении в лабораторной системе координат (фиг. 4).

Более детально геометрия внутреннего высокоградиентного ядра следа для различных режимов течения представлена на фиг. 5, где сопоставлены картины течения и зависимости толщины ядра (также осредненной на длине $D = 2,5$ см) от безразмерного времени. Согласно классификации [11, 12], все эти условия попадают в режим "цепочки турбулентных вихрей".

Степень выраженности вихревого движения заметно меняется внутри диапазона $Fr = 1,65-2,5$. На фиг. 5, а, б отчетливо видны как ядра (темные пятна), так и оболочки вихревых диполей. Небольшое изменение числа Фруда (δ) сопровождается выравниванием структуры ядер и на фоне мелкомасштабных флуктуаций прорисовываются только S-образные темные оболочки вихревых диполей и связанные с ними петли гребней нестационарных внутренних волн, примыкающих к границе следа. С дальнейшим увеличением интенсивности флуктуаций затушевываются и высокоградиентные оболочки (ж) и только волновые петли напоминают о существовании вихревого диполя в следе (ср. их форму и положение во всех независимых экспериментах фиг. 5, а, в, д, ж).

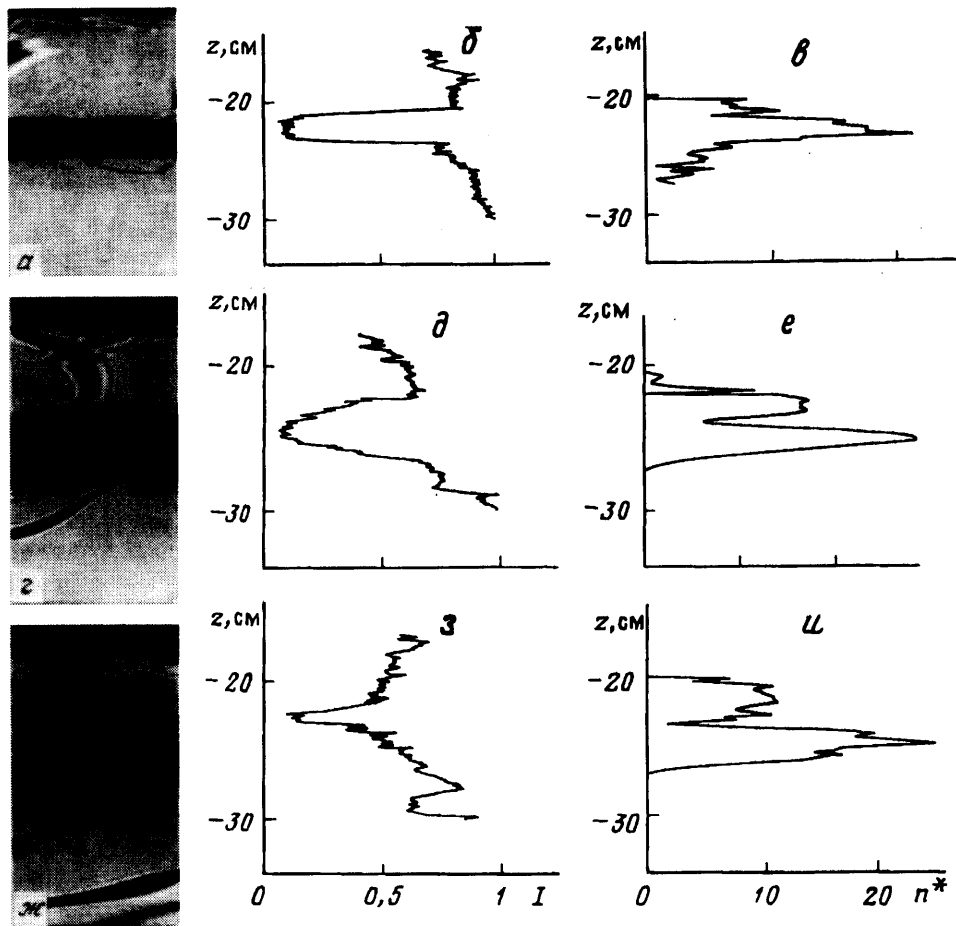
Зависимости нормированной толщины высокоградиентного ядра $Z_c^* = Z_c/D$ от безразмерного возраста приведены на фиг. 5, б, з, е, з (осреднение по длине 2,5 см). Во всех проведенных опытах высота области интенсивного перемешивания в донном вихре превышает диаметр тела. С удалением от тела она может как убывать (б, е, з), а затем увеличиваться, так и монотонно возрастать (з). Первый минимум толщины ядра достигается при $\tau \approx 0,4$, когда высота следа становится максимальной (фиг. 4), что свидетельствует о постоянстве величины скачка плотности вдоль течения. Корреляция размеров следа и ядра наблюдается и на больших возрастах – максимальная высота ядра, как и минимальная толщина следа, наблюдается при $t \approx T_b$. Однако схлопывание высокоградиентного ядра происходит более быстро, чем вырождение следа в целом, причем темп стягивания возрастает с увеличением чисел Re и Fr . Тонкая высокоградиентная прослойка в центре следа существует длительное время после вырождения основных возмущений на его периферии.

Более детально тонкая структура течения в ядре отстающего следа и акустические эхограммы приведены в едином масштабе по вертикали на фиг. 6. Визуализируется



Фиг. 5. Картины спутного стратифицированного течения за цилиндром (тело движется слева направо) и соответствующие зависимости нормированной толщины высокоградиентного ядра следа Z_c^* от безразмерного возраста τ

область размером $\Delta x = 3,3$ см, $\Delta z = 20$ см. Денситометрические профили оптической плотности фотограмм в центральном сечении приведенных изображений (фиг. 6, а, з, д) рассчитаны в полосе длиной 2,5 см с разрешением по высоте 0,03 см (скользящее окно $2,5 \times 0,03$ см) и показаны в относительных единицах I на фиг. 6, б, д, з. Профили коэффициента обратного рассеяния ультразвука ($n^* = n \cdot 10^5$) приведены на фиг. 6, в, е, и (длина волны звука 0,15 см, объем области рассеяния $\pi r^2 h = 29,45$ см³, где $r = 2,5$ см – радиус пучка, $h = 1,5$ см – высота озвученной области, измерения проводятся с шагом



Фиг. 6. Фрагменты спутного течения за цилиндром ($D = 2,5$ см, $U = 4,6$ см/с, $Fr = 2,16$, $Re = 1145$, $a, z, ж - \tau = 0,12, 0,8, 3,3$) и соответствующие им вертикальные профили освещенности (б, д, з) и интенсивности обратного рассеяния (эхограммы в, е, и; $n^* = n \cdot 10^5$)

0,16 см). При подготовке этой фигуры фотограммы и профили вводились в компьютер, где осуществлялось неравное по осям преобразование масштабов для того, чтобы привести все графики к одному размеру и выделить основные структурные элементы течения.

На ранней стадии развития следа, когда велики значения скачка плотности в центре следа и флуктуации всех величин, ядро прослеживается в виде темной полосы (а). Профили освещенности (б) и интенсивности обратного акустического рассеяния имеют сходную одномодальную структуру. Однако если положение минимума на фиг. 6, б совпадает с центром следа, то максимум эхосигнала (в) находится на верхней границе ядра и в дальнейшем его уровень быстро спадает с глубиной. Такой характер акустического сигнала, возможно, обусловлен сильными флуктуациями скорости течения, плотности среды и акустического импеданса в следе, которые размывают и уширяют высококоллимированный зондирующий пучок.

По мере вырождения вертикального движения на периферии ядра формируются высокоградиентные прослойки (z), профиль освещенности становится более гладким (д). Нарушение симметрии (верх-низ) обусловлено влиянием проходящей внутренней волны и неравномерным искажением ее фазовой поверхности сдвиговым течением. Гребню волны соответствует темная полоса в верхней, а также наклонная полоска в нижней части кадра (фиг. 6, з), которые вызывают уменьшение значения освещенности.

щенности I в верхней части, и излом профиля при $z = 30$ см на фиг. 6, д. При этом эхосигнал имеет бимодальную структуру, его верхний, более слабый максимум попадает в центр слоя скачка освещенности (фиг. 6, д), а главный максимум находится в нижней части ядра следа. Острый минимум в середине эхосигнала совпадает с геометрическим центром ядра и минимумом освещенности. Возможно, появление минимума в эхосигнале связано с рефракцией основного пучка на наклонных прослойках высокоградиентного ядра следа.

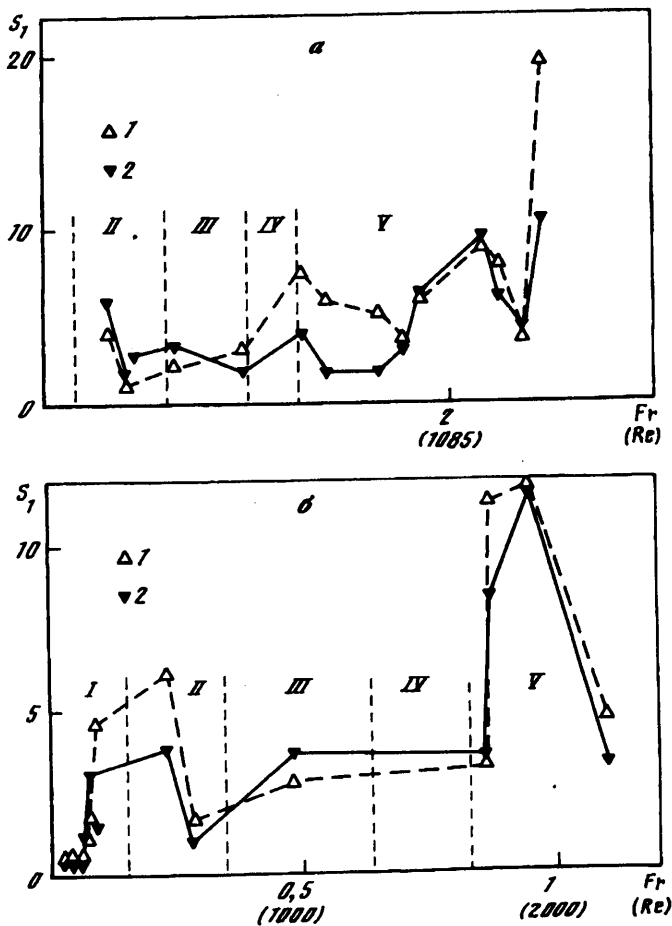
Возмущения градиента плотности на прослойках настолько велики, что проявляются даже в профиле освещенности, полученном с использованием сглаживающего окна $2,5 \times 0,03$ см² (фиг. 6, д, разрешающая способность теневого прибора, фотокамеры и фотопленки 0,1 мм). Тонкослойная структура в верхней части эхосигнала визуализирует группу высокоградиентных прослоек на верхней границе ядра. Прямые контактные измерения показали, что градиент плотности во внешней оболочке следа увеличивается в 10–150 раз [12]. Анализ профилей позволяет заключить, что подобное усиление градиента осуществляется на прослойках в ядре течения.

С увеличением возраста (фиг. 6, ж) и уходом гребня внутренней волны из центра поля наблюдения профиль освещенности становится более симметричным, интенсивные мелкомасштабные флуктуации градиента коэффициента преломления прослеживаются по всему сечению следа, в том числе и на его оси (з). Профиль эхосигнала по-прежнему имеет бимодальную природу, причем первый максимум обусловлен интенсивным рассеянием на тонкослойных структурах следа, а положение минимума совпадает с верхним краем высокоградиентной оболочки центрального ядра и началом резкого уменьшения освещенности в центре следа. Положение главного максимума совпадает с центром следа.

Наибольшая интенсивность эхорассеяния наблюдается на промежуточных возрастах следа (е), где значение в главном максимуме превышает более чем в 3 раза интенсивность рассеяния в ближнем следе (в) и более чем в 1,5 раза его значение для дальнего спутного течения (и). Изменение интенсивности и характера акустического сигнала связаны с изменчивостью относительного вклада объемных и поверхностных рассеивателей. Первые являются доминирующими на ранних стадиях, вторые – на поздних, когда интенсивные вертикальные движения затухают и основной сигнал связан с рассеянием на почти горизонтальных прослойках. На промежуточных стадиях, когда вклад вносят оба типа рассеивателей, эхосигнал достигает максимального абсолютного значения. Как правило, ширина акустического пика больше ширины оптического, за исключением промежуточной стадии (д, е), а размеры структурных элементов примерно одинаковы. Для оптического профиля толщина переходного слоя 0,5 см (б, з), для акустического – 0,5–1 см (в, е).

Зависимость силы слоя S , которая находится путем интегрирования профилей по высоте на временном интервале $3T_b$ (время выбиралось из условия одинаковой длительности движения цилиндра во всем интервале скоростей буксировки), от чисел Fg или Re приведена на фиг. 7, а, б. Отдельно нанесены значения для верхней и нижней половины следа. Одинаковый характер зависимостей говорит о подобии рассеивающих структур для верхней и нижней частей следа в жидкости с постоянной частотой плавучести. При движении цилиндра в слое с переменной стратификацией в каждой части следа возникают собственные структуры с различными масштабами изменчивости [15].

В целом сила слоя немонотонно возрастает с увеличением значений чисел Fg и Re , при малых скоростях движения ее значение минимально. Первый максимум достигается на границе диапазонов режимов "центрированного следа" [12] и "структурной турбулентности" [14] – участки I и II. Уменьшение высоты области тонкоструктурных неоднородностей следа при переходе к режимам "узкого турбулентного следа" и "вихревых пузырей" – участки III, IV – сопровождается ослаблением рассеяния. При движении с большими скоростями, когда в следе наблюдаются интенсивные турбу-



Фиг. 7. Зависимость силы слоя $S_1 = S \cdot 10^9$ от числа Фруда или Рейнольдса; а, б - $D = 2,5, 5,0$ см (1 - для верхней половины следа, 2 - для нижней)

лентные вихри (участок V - режим "цепочки турбулентных вихрей"), интенсивность рассеяния звука достигает максимума. Именно в режиме V регистрируются максимальная изменчивость внутренней структуры течения и сильная зависимость от всех параметров задачи (Re , Fr , C). Таким образом, прослеживается определенная корреляция между величиной силы слоя и характером вихревого движения внутри следа.

С увеличением диаметра тела возрастает интенсивность мелкомасштабного движения, обусловленная неустойчивостью плотностного пограничного слоя [13]. Соответственно увеличивается интенсивность рассеяния и максимумы смещаются к меньшим значениям чисел Фруда ($Fr = 2$ и 1 , фиг. 7, а, б). Аналогичные изменения происходят и в режимах более слабо рассеивающих "вихревых пузырей" и "узкого турбулентного следа" [11, 12].

Заключение. Проведенные опыты показывают, что крупномасштабные структурные элементы следа (внешние границы, высокоградиентное ядро, отдельные погруженные вихри) выделяются и на теневых изображениях, и на профилях освещенности и интенсивности обратного рассеяния звука. Однако геометрическое положение особых точек оптических и акустических профилей не является подобным. Форма профиля освещенности достаточно точно отражает структуру течения в ядре и на

периферии следа, положение особых точек согласуется с геометрией структурных элементов. Форма эхосигнала связана со структурой течения более сложной и неоднозначной зависимостью (относительное положение максимумов и минимумов на эхограмме со временем может меняться местами). По данным акустического зондирования, значение интегральной характеристики рассеяния – силы слоя – существенно зависит от режима течения. Ее величина достигает максимума как при малых, так и при больших значениях внутреннего числа Фруда.

Учитывая сложность и неоднозначность критериев идентификации структурных элементов течения при построении карты режимов стратифицированного спутного течения за цилиндром, можно рекомендовать использовать в качестве дополнительного количественного показателя силу рассеяния звука. Соответствующие характеристики оптических и акустических профилей могут использоваться в качестве независимых показателей структурных свойств стратифицированных течений. При этом для повышения надежности акустическое профилирование должно дополняться оптическим или контактным зондированием.

Предложенная в настоящей работе методика акустического зондирования допускает перенос на естественные условия и может использоваться для идентификации структурных элементов течений в стратифицированном океане и атмосфере при условии соблюдения основных критериев акустического моделирования [20]: масштабного увеличения длины звуковой волны и сохранения угла диаграммы направленности эхолотатора.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-05-64004 и 97-01-01013) и INTAS (код проекта 93-1584).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xu Yunxiu, Fernando H.J.S., Boyer D.L. Turbulent wakes of stratified flow past a cylinder // *Phys. Fluids*. 1995. V. 7. № 9. P. 2243–2255.
2. Аксенов А.В., Городцов В.А., Стурова И.В. Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью: Препринт № 282. М.: Ин-т пробл. механ. АН СССР, 1986. 58 с.
3. Кожевников В.Н. Орографические возмущения в двумерной стационарной задаче // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1968. Т. 4 № 1. С. 33–52.
4. Smith R.B. The steeping of hydrostatic mountain waves // *J. Atmos. Sci.* 1977. V. 34. № 10. P. 1634–1654.
5. Shuchman R.A., Lyzenga D.R., Lake B.M. et al. Comparison of joint Canada – U.S. Ocean wave investigation project synthetic aperture radar data with internal wave observations and modelling results // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. № C10. P. 12283–12291.
6. Laws P., Stevenson T.N. Measurements of a laminar wake in a confined stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 54. Pt 4. P. 745–748.
7. 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.
8. Castro I.P., Snyder W.H. Upstream motions in stratified flow // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 187. P. 487–506.
9. Janowitz G.S. Stratified flow over a bounded obstacle in a channel of finite height // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 110. P. 161–170.
10. Peat K.S., Stevenson T.N. Internal waves around a body moving in a compressible density-stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 1975. V. 70. Pt 4. P. 673–688.
11. 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. 328. № 1601. P. 501–528.
12. Чашечкин Ю.Д., Воейков И.В. Вихревые системы за цилиндром в непрерывно стратифицированной жидкости // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*. 1993. Т. 29. № 6. С. 821–830.

13. *Воейков И.В., Чашечкин Ю.Д.* Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // Изв. АН. МЖГ. 1993. № 1. С. 20–26.
14. *Воейков И.В., Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Микромасштабная неустойчивость в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 3. С. 3–10.
15. *Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Обратное рассеяние ультразвука на структурных неоднородностях спутного течения в непрерывно стратифицированной жидкости // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 3. С. 398–402.
16. *Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Структура спутного течения за цилиндром в жидкости с переменной частотой плавучести по данным эхолокационных и оптических наблюдений // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 6. С. 3–12.
17. *Чашечкин Ю.Д., Гуменник Е.В., Сысоева Е.Я.* Трансформация плотностного поля трехмерным телом, движущимся в непрерывно стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1995. № 1. С. 20–32.
18. *Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана / Под ред. В.М. Каменковича, А.С. Мониной. М.: Наука, 1978. 455 с.*
19. *Альбом течений жидкости и газа / Сост. М. Ван-Дайк. М.: Мир, 1986. 181 с.*
20. *Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д.* Ультразвуковое зондирование в модельном гидрофизическом эксперименте. Препринт № 514. М.: Ин-т пробл. механ. РАН, 1992. 50 с.

Москва

Поступила в редакцию
15.X.1996