

УДК 532.527

© 1991 г.

Е. Я. СЫСОЕВА, Ю. Д. ЧАШЕЧКИН

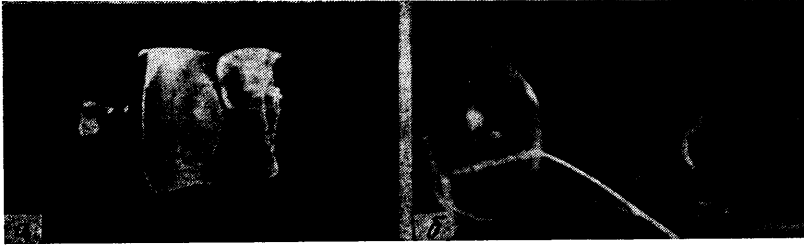
## **ВИХРЕВЫЕ СИСТЕМЫ СПУТНОГО СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА СФЕРОЙ**

Визуализация внутренней структуры вихревого течения за сферой в однородной жидкости методом подкраски и взвешенных частиц проведена в [1, 2], электролитическим методом – в [3], а также при умеренных и больших числах Рейнольдса – в [4, 5]. Непрерывная стратификация существенно изменяет картину обтекания тела [6, 7]. Отдельные типы вихрей в ближнем следе за сферой визуализированы в [8], волновое сопротивление определено в [9], теневые картины вихревых структур в следе приведены в [10]. Пространственная структура ламинарного следа за сферой в непрерывно стратифицированной жидкости визуализирована в [11], классификация основных структурных элементов течения приведена в [12]. Целью данной работы является экспериментальное изучение тонкой структуры течения и характеристик основных типов вихревых структур в следе за сферой, движущейся равномерно и горизонтально в экспоненциально стратифицированной жидкости.

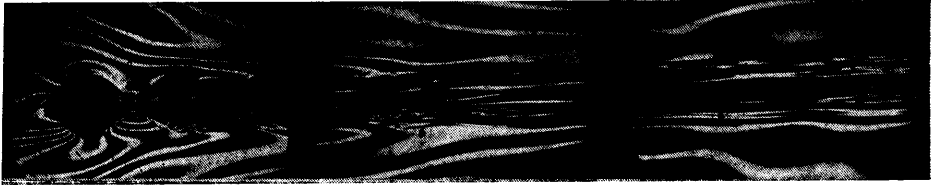
1. Размерными параметрами данной задачи являются скорость  $U$  и диаметр тела  $d$ , ускорение свободного падения  $g$ , кинематическая вязкость среды  $\nu$ , коэффициент диффузии стратифицирующего вещества (в данных опытах поваренной соли)  $k_s$ . Исходное распределение плотности по глубине  $\rho(z) = \rho_0 \exp\{-z/\Lambda\}$  характеризуется масштабом  $\Lambda = (d \ln \rho/dz)^{-1}$  или частотой (периодом  $T_b$ ) плавучести  $N = 2\pi/T_b = \sqrt{g/\Lambda}$  (ось  $z$  вертикальна).

Существенной особенностью течений непрерывно стратифицированной жидкости является многомасштабность. В частности, в задаче обтекания тела кроме внешних масштабов длины  $d$  и  $\Lambda$  можно выделить такие внутренние масштабы, как длина присоединенных внутренних волн  $\lambda_0 = UT_b$  [13], вязкий волновой масштаб  $L_\nu = \sqrt[3]{g\nu/N}$  [12], вязкий  $\delta_u = \nu/U$  и внутренний диффузионный  $\delta_s = k_s/U$  масштабы. Для условий лабораторных опытов характерные значения некоторых из них существенно различны, так как обычно стратификация слабая, вязкость умеренная и много больше коэффициента диффузии соли. Таким образом,  $\Lambda \gg d$ ;  $\Lambda \gg L_\nu \gg \delta_u \gg \delta_s$ , соотношения между другими масштабами могут быть произвольными:  $d \geq L_\nu$ ,  $d \geq \lambda_0$ . Существование нескольких внутренних масштабов отражает различие кинетических коэффициентов ( $\nu \neq k_s$ ) и действующих сил – инерции, плавучести, вязкости. Важные особенности стратифицированных течений связаны с образованием высокоградиентного плотностного пограничного слоя на теле и высокоградиентных прослоек в плотностном следе, усиливающих действие слабой стратификации [14, 12].

Традиционные безразмерные параметры в задаче обтекания трехмерного тела непрерывно стратифицированной жидкостью также можно выразить через отношения внешних и внутренних масштабов: число Рейнольдса  $Re = Ud/\nu = d/\delta_u$ , внутреннее число Фруда  $Fr = (U/Nd)^2 = (\lambda_0/2\pi d)^2$ . Кроме того, в число основных безразмерных параметров входят число Шмидта  $Sc = \nu/k_s$  и отношение масштабов  $C = \Lambda/d$  (число Пекле  $Pe = Ud/k_s = d/\delta_s = ReSc$ ). Отношение вязкого волнового масштаба к диаметру



Фиг. 1



Фиг. 2

тела не является независимым и выражается через другие параметры (масштабы)

$$M = L_v/d = (\text{Fr } C^2/\text{Re}^2)^{1/6} = (\Lambda \lambda_0 \delta_u / 2\pi d^3)^{1/6}$$

Однако в некоторых случаях его удобно использовать для параметризации, поскольку в условиях лабораторного эксперимента  $M=O(1)$ . В проведенной серии опытов в стратифицированном растворе поваренной соли  $\text{Sc}=701$ ;  $0,1 \text{ см/с} < U < 15 \text{ см/с}$ ;  $d=1, 2, 3, 4 \text{ см}$ ;  $3 < T_b < 12 \text{ с}$ ;  $8 < \text{Re} < 2000$ ;  $10^{-2} < \text{Fr} < 10^2$ ;  $55 < C < 2700$ ;  $0,0006 \text{ см} < \delta_u < 0,1 \text{ см}$ ;  $9 \cdot 10^{-6} \text{ см} < \delta_s < 10^{-4} \text{ см}$ ;  $1 \text{ см} < L_v < 4 \text{ см}$ ;  $0,25 < M < 4$ .

2. Опыты выполнены в прямоугольных бассейнах  $0,7 \times 0,25 \times 0,7 \text{ м}^3$  и  $2,4 \times 0,4 \times 0,6 \text{ м}^3$ , заполненных стратифицированной жидкостью послойно или непрерывно методом вытеснения с линейным распределением плотности по глубине ( $T_b = \text{const}$ ). Период плавучести и вертикальное распределение горизонтальной компоненты скорости течения измерялись с помощью плотностной метки — следа за всплывающим газовым пузырьком [13]. Сфера равномерно перемещалась по горизонтальной направляющей с помощью закольцованной нити, навитой на приводной барабан. Скорость движения тела определялась по измерениям частоты вращения барабана. Погрешность измерения и неравномерность движения сферы не превышает 1%.

Картина течения визуализировалась теневыми методами (щель-нож Фуко, наклонная щель-нить в фокусе, цветной теневой метод [14] на базе прибора ИАБ-458) и с помощью электролитического анодного окисления олова под действием постоянного тока [3, 11].

В проведенных опытах анод имел различную форму. Использовался кольцевой поясok шириной 3 мм, охватывающий сферу по экватору в плоскости, перпендикулярной линии движения; вертикально расположенное полукольцо шириной 3 мм, проходящее через переднюю (заднюю) точку торможения; сегмент диаметром 15 мм, охватывающий линию движения. Катод (латунный стержень) устанавливался параллельно линии движения центра тела на расстоянии 15 см. Особое внимание уделялось контролю размеров анода и толщине зазоров между пояском и сферой, чтобы по возможности избежать возмущений, связанных с несовершенством тела.

Использование нескольких взаимно дополняющих методов визуализации позволяет одновременно наблюдать крупно- и мелкомасштабные неоднородности, как сильные, так и слабые, изучать свойства симметрии течения и выделять основные физические процессы, ответственные за формирование наблюдаемых структурных элементов.

Интервал между отдельными опытами составлял не менее 3–4 ч. За это время затухали все динамические и плотностные возмущения и восстанавливалось непрерывное распределение плотности. После серии экспериментов (5–7 дней) производилось перезаполнение бассейна. Проведенные опыты не выявили влияния способа заполнения бассейна — послойного (с регулярным распределением возмущений плот-

ности по глубине) и непрерывного (со случайным) на картину течения, которая также не зависела от ориентации линии движения центра тела относительно боковых стенок.

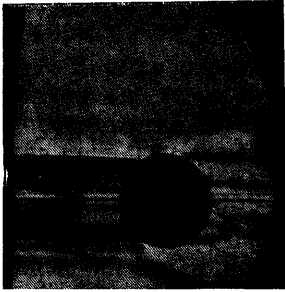
3. Наиболее ярко различие между картинами обтекания сферы однородной и стратифицированной жидкостью проявляется при умеренных значениях числа Рейнольдса ( $100 < Re < 400$ ). В этом диапазоне за сферой в однородной жидкости формируется стационарный или пульсирующий донный вихрь [1, 2]. Пример такого течения показан на фиг. 1, а ( $d = 3,5$  см,  $Re = 240$ ). Суспензия при электролитической визуализации концентрируется в оболочке донного вихря, задняя кромка которого втягивается внутрь следа. Линия отрыва — окружность, образованная пересечением цилиндрической оболочки следа со сферой.

В стратифицированной жидкости след имеет призматическую форму (фиг. 1, б,  $d = 5$  см,  $T_b = 4,5$  с,  $Re = 350$ ,  $Fr = 0,012$ ,  $C = 95$ ). Сходящая суспензия равномерно покрывает поверхность тела между визуализирующим пояском, охватывающим тело по экватору (лежащему в вертикальной плоскости, нормальной к линии движения), и концентрируется на кучно-гладкой линии отрыва, состоящей из четырех дуг. Две из них — верхняя и нижняя — образованы пересечением верхних и нижних плоскостей оболочки следа и телом, две — пересечением боковых поверхностей. В контуре следа наиболее окрашенными являются четыре линии пересечения горизонтальных и боковых поверхностей оболочки. Внутри следа наблюдаются два стационарных относительно тела вихря с вертикальной осью, ограниченных горизонтальными элементами оболочки с согласованными направлениями вращения — жидкость в центре следа движется к телу. След расширяется по горизонтали в области вихрей и поджимается впереди и позади них.

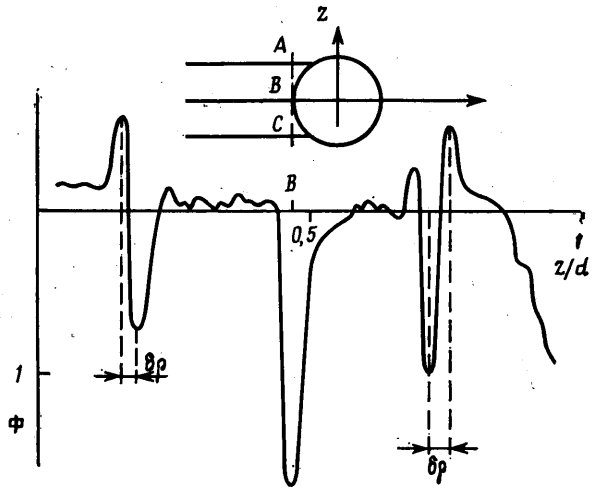
Таким образом, слабая стратификация существенно влияет на внутреннюю структуру и симметрию вихревого следа. В однородной жидкости след осесимметричный, донный вихрь — кольцевой. В стратифицированной жидкости в этом режиме сохраняются только две плоскости симметрии (вертикальная и горизонтальная), след призматический, донные вихри — вертикальные вихревые столбы, замыкающиеся на оболочку следа.

Склейка из нескольких последовательных кинограмм — черно-белых реплик цветного теневого изображения [14] — приведена на фиг. 2 ( $d = 4$  см,  $T_b = 3$  с,  $U = 1,96$  см/с,  $Re = 780$ ,  $Fr = 0,054$ ,  $C = 55$ ). Вариации цвета и плотности почернения пропорциональны изменению вертикальной компоненты градиента коэффициента преломления [14]. Склейка кадров проводится по совпадающим стационарным относительно тела элементам течения, в данном случае таковыми являются присоединенные внутренние волны [13, 15]. Метод [14] выделяет заблокированную жидкость в окрестности передней точки торможения [12]; высокоградиентный плотностной пограничный слой, вызывающий сгущение и искривление изоплет у полюсов сферы; плотностной след за телом и его высокоградиентную оболочку и присоединенные внутренние волны (изоплета — геометрическое место точек одинаковой плотности почернения).

В данном случае выделенными элементами являются волновихревые буруны — вихри с горизонтальной осью, центры которых лежат на гребне (впадине) первой внутренней волны на расстоянии  $\Delta x = \lambda_0/2 = UT_b/2$  от тела. Эти горизонтально лежащие вихри замыкаются на боковые элементы оболочки следа. Движущиеся вместе с телом вихри порождают систему тонкоструктурных неоднородностей — свилей, вытянутых в направлении основного течения. Всего на кинограмме прослеживается шесть пульсаций следа (сжатий и расширений по вертикали), причем на четырех первых выделяются мелкомасштабные завитки, связанные со «скручивани-



Фиг. 3



Фиг. 4

ем» высокоградиентной оболочки. Прямые наблюдения теневой картины показывают, что суспензия при электролитической визуализации концентрируется именно в высокоградиентной оболочке плотностного следа.

Наиболее четко тонкая структура высокоградиентных плотностных возмущений визуализируется методом «наклонная щель-нить в фокусе». В этом случае практически не выделяются присоединенные внутренние волны (являющиеся наиболее контрастным элементом картины течения в других теневых методах), если угол наклона щели составляет  $45^\circ$ . Теневая картина, полученная методом щели и нити при включенной электролитической визуализации, показана на фиг. 3 ( $d=5$  см,  $U=0,43$  см/с,  $T_b=4,3$  с,  $Re=130$ ,  $Fr=0,07$ ,  $C=84$ ). В окрестности тела выделяются плотностные возмущения на границе области заблокированной жидкости и вблизи точек отрыва. Плотностной оболочке следа на теневой фотографии соответствует пара тонких светлых и темных линий. Фотометрирование теневой картины дает информацию о характере распределения градиента плотности поперек следа.

Результаты фотометрирования по линии AC, перпендикулярной направлению движения, приведены на фиг. 4 (по оси абсцисс отложены относительные расстояния, нормированные на диаметр тела  $d=3,5$  см, по оси ординат — плотность почернения в относительных единицах (максимум в точке B связан с пересечением изображения направляющей нити)). Расстояние между экстремумами в окрестности точек A и C определяет толщину оболочки плотностного следа  $\delta_p$ . Значения  $\delta_p$  для различных скоростей движения сферы диаметром  $d=3,5$  см в жидкости с периодом плавуности  $T_b=12$  с приведены ниже:

$U$ , см/с	0,26	0,29	0,29	0,32	0,34	0,35	
Re	104	116	116	128	136	140	
$\delta_p$ , мм	0,99	0,99	1,1	1,0	1,1	0,88	
$\delta_u/\delta_p$	—	20	—	—	15	—	
$U$ , см/с	0,37	0,37	0,41	0,51	0,60	0,64	0,65
Re	148	148	164	204	240	256	260
$\delta_p$ , мм	0,88	0,88	0,77	0,44	0,55	0,44	0,77
$\delta_u/\delta_p$	—	22	23	—	—	—	—

Здесь же для некоторых значений скорости тела приведено отношение высоты слоя изменения скорости на границе динамического следа, измеренной методом плотностной метки [13], к толщине оболочки плотностного следа. Толщина плотностной оболочки составляет 1 мм при  $U=0,5$  см/с,  $T_b=7,2$  с и медленно убывает с увеличением скорости тела (значением чисел Фруда и Рейнольдса). Еще более слабой является ее зависимость от периода плавучести (для сферы  $d=4$  см и  $U=0,65$  см/с при  $T_b=12$  с  $\delta_p=0,73$  мм; при  $T_b=4,5$  с  $\delta_p=0,77$  мм).

Таким образом, профили возмущений плотности и скорости за сферой, движущейся в непрерывно стратифицированной жидкости, не являются подобными — динамический (скоростной) и плотностной след не совпадают между собой в области отрыва течения от тела и это различие сохраняется на значительных относительных расстояниях от него. Сам факт обострения градиента плотности в спутном течении в слабо стратифицированных средах отмечался ранее [6, 13], но детально не анализировался. Это явление не учитывалось в [7], где предполагалось, что наблюдения стратифицированных течений позволят построить универсальную модель нестационарного вихревого течения за сферой, в том числе и в однородной жидкости.

Тонкая высокоградиентная оболочка плотностного теневого следа существенно влияет на структуру и устойчивость течения и формирование характерных типов вихрей. Эта оболочка, наклоненная под некоторым углом к горизонту (или к вертикали для боковых стенок), не совпадает с изобарической поверхностью и является вихревым слоем, на который могут замыкаться вихри основного течения и которая сама может порождать вихревое течение в окружающей жидкости. В отличие от традиционных изучаемых поверхностей разрыва в плотностной оболочке возрастают значения градиента плотности, причем собственно вариации плотности вследствие малости ее толщины оказываются небольшими.

С формированием тонких вихревых слоев связано многообразие форм вихревых структур в следе за телом в непрерывно стратифицированной жидкости. Если в однородной жидкости эволюция структуры течения с увеличением числа Рейнольдса связана с накоплением завихренности в донной части сферы и ее диффузией в след, то в стратифицированной в дополнение к этому механизму вихри с горизонтальной осью образуются под действием сдвиговой неустойчивости на горизонтальных элементах оболочки, вихри с вертикальной осью — вследствие неустойчивости боковых слоев, дискретные вихри — вследствие взаимодействия и самовоздействия вихревых слоев при пульсациях (сжатии и расширении) и меандрировании (изгибах) плотностного следа. Сценарий развития и характер вырождения вихревых структур зависит от значений всех определяющих параметров задачи — чисел  $Re$ ,  $Fr$ ,  $C$ ,  $Sc$  или соответствующих соотношений внешних ( $\Lambda$ ,  $d$ ) и внутренних масштабов задачи ( $\lambda_0$ ;  $L_v$ ;  $\delta_u$ ;  $\delta_p$ ).

Рассмотрим эволюцию вихревой структуры следа при увеличении скорости тела и чисел Фруда и Рейнольдса. Ламинарный след при  $Re < 20$ ,  $Fr < 10^{-2}$  сжат по горизонтали и вытянут по вертикали. С увеличением чисел  $Re$ ,  $Fr$  след, оставаясь ламинарным, сжимается по вертикали и расширяется по горизонтали, его поперечное сечение перестраивается из узкого вертикального прямоугольника в квадрат. При дальнейшем увеличении  $Re$  и  $Fr$  внутри плотностного следа формируется пара медленных вертикально ориентированных вихрей (вихревых столбов), ограниченных горизонтальными оболочками следа (пример такого течения приведен на фиг 1, б). Выше и ниже следа азимутальная компонента скорости монотонно убывает.

При дальнейшем увеличении скорости след начинает меандрировать в горизонтальной плоскости и порождает систему вихревых диполей, дви-



Фиг. 5



Фиг. 6

жущихся под некоторым углом к оси в направлении движения тела. Связь между отдельными элементами диполя нарушается, вихри начинают дрейфовать изолированно и объединяются в пары с соседними вихрями. В центральной части вихря частицы движутся по изопикническим траекториям, а в верхней и нижней частях, кроме того, медленно дрейфуют к центру. Медленные вертикальные вихри (вихревые столбы) являются наиболее долгоживущей формой течения, в которую на больших удалениях от тела переходят иные, более короткоживущие формы.

Дальнейшее увеличение скорости приводит к сжатию следа в вертикальном направлении и при  $Fr \approx 0,9$  угол отрыва в вертикальной плоскости и площадь контакта следа с телом минимальны [12]. С увеличением числа Фруда след вновь начинает расширяться по вертикали, происходит накопление завихренности в донной части тела и ее сброс в след. При этом конкурируют два механизма образования дискретных вихрей — один связан со сбросом завихренности в виде вихревых петель, как и в однородной жидкости [3, 4], и их скручиванием в вихревой элемент на некотором удалении от тела, второй — с выносом вихревых элементов из области донного вихря. Теневые кинограммы течения этого типа (вертикальная щель-нож Фуко) приведены на фиг. 5 ( $d=1$  см,  $T_b=10$  с;  $U=5,7$  см/с;  $Fr=83,5$ ;  $Re=570$ ;  $C=2700$ ) и фиг. 6 ( $d=3$  см;  $T_b=3,5$  с,  $U=6,8$  см/с,  $Re=2040$ ;  $Fr=1,6$ ,  $C=101$ ). Время жизни этих интенсивных «быстрых» вихревых элементов составляет несколько секунд и сравнимо с периодом плавуности.

При  $M=L_v/d > 1$  вблизи тела визуализируются вихревые петли (фиг. 5), далее на расстоянии 3–5 см за счет перезамыкания вихревых петель образуются вихревые кольца. Вихри дрейфуют в направлении движения тела и одновременно под действием сил плавуности смещаются от внешней границы меандра к оси следа. При этом каждый вихрь порождает систему коротких присоединенных внутренних волн, которым на фиг. 5, 6 соответствуют растущие светлые и темные наклонные полосы. Энергия вихря расходуется на перемешивание жидкости, излучение внутренних волн (волновое торможение) и вязкую диссипацию. Тонкоструктурные следы вихрей формируют систему полос и клиньев, ориентированных в направлении движения тела. Аналогичным образом в стратифицированной жидкости эволюционируют свободные ламинарные вихревые кольца.

d, см	$T_b$ , с			
	12	8	4,5	3
1	4,12 (П)	2,73 (П)	1,53 (П)	1,02 (П)
2	2,06 (П)	1,37 (П)	0,76 (С)	0,5 (С)
3	1,37 (П)	0,91 (С)	0,51 (С)	0,34 (С)
4	1,03 (П)	0,68 (С)	0,38 (С)	0,26 (С)

Результаты эксперимента по определению основных механизмов формирования вихрей приведены в таблице, во внутренних ячейках которой даны значения параметра  $M=L_v/d$  и буквами П и С обозначены преобладающие формы образования дискретных вихрей из петель П и периодический сброс из области донного вихря — С. В случае слабой стратификации или за телом малого диаметра, когда  $M > 1$ , вихри формируются из петель меандра. При  $M < 1$  основным является периодический сброс вихревых сгустков из области донного течения, показанный на фиг. 6.

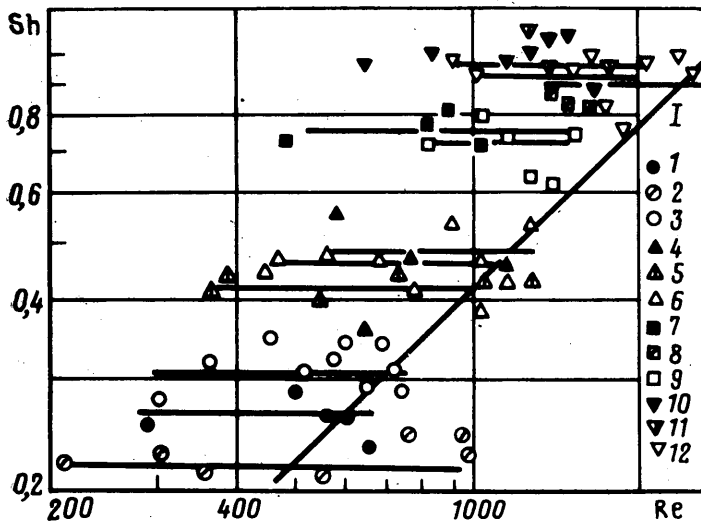
В ближайшем следе за телом большого диаметра наблюдаются отдельные вихревые сгустки, соединенные более тонкими вихревыми нитями (фиг. 6), которые постепенно сливаются и формируют общий плотной след. Движение отдельных элементов внутри него можно проследить по регистрации соответствующей группы коротких внутренних волн даже в тех случаях, когда собственно вихрь неразличим на фоне мелкомасштабных возмущений в следе. При вырождении вихря соответствующая группа волн отрывается от следа (см. правую часть фиг. 6).

Время жизни вихря, определяемое по распаду его высокоградиентной оболочки, слиянию соседних элементов или отрыву присоединенных волн, сравнимо с периодом плавучести среды и составляет несколько секунд. Наиболее устойчивыми являются вихри в следе за сферой малого диаметра, которые существуют 5–6 с при  $d=1$  см,  $T_b=4,5$  с, время жизни уменьшается до 2,5–1,5 с при  $d=4$  см,  $T_b=3$  с.

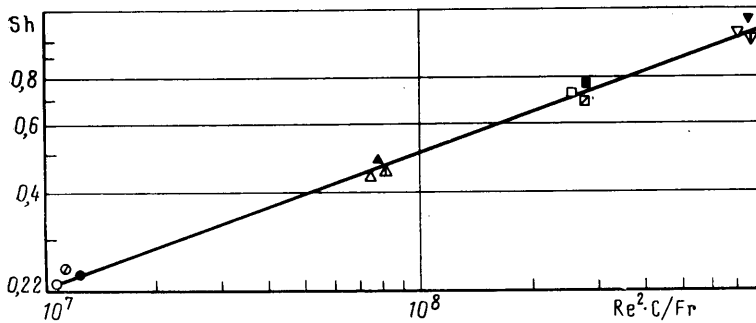
Относительно длительное время существования дискретных вихревых элементов (одновременно наблюдалось до 15 вихрей в разных фазах при  $d=1$  см) позволяет рассматривать их как единую систему и характеризовать числом Струхала  $Sh=fd/U$ , где  $f$  — частота образования вихрей. Предполагая, что система вихрей дрейфует с постоянной скоростью относительно тела  $u^*$ , число Струхала можно определить двумя способами — непосредственно, по измерениям времени сброса  $\Delta t$ :  $Sh=d/U \cdot \Delta t$  и по измерениям скорости дрейфа  $u^*$  и расстояния между отдельными элементами  $\Delta l$ :  $Sh=d(1-u^*/U)/\Delta l$ .

Скорость вихря определялась по измерениям смещения его центра и длины присоединенной внутренней волны на теневой кинограмме,  $\lambda=u^*T_b$ . (оба значения совпадали с погрешностью в 7%). Для дальнейшего анализа использовались только те данные, в которых оба способа определения числа Струхала (с использованием двух независимых методов определения скорости) дают согласующиеся результаты. Суммарная погрешность определения числа Струхала составляет 10%.

Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса, построенная в двойном логарифмическом масштабе, приведена на фиг. 7. Данные для однородной жидкости [3] аппроксимированы линией 1:  $Sh=6,5 \cdot 10^{-4} Re^{0,95}$ . Отдельными точками обозначены значения числа Sh при соответствующих условиях опытов в стратифицированной жидкости: 1, 2, 3 —  $d=1$  см, период плавучести изменялся соответственно  $T_b=8; 4,5; 3,5$  с; 4, 5, 6 —  $d=2$  см,  $T_b=8; 4,5; 3,5$  с; 7, 8, 9 —  $d=3$  см,  $T_b=8; 4,5; 3,5$  с; 10, 11, 12 —  $d=4$  см,  $T_b=8; 4,5; 3,5$  с. Осредненные по всему диапазону изменений числа Рейнольдса для фиксированного диаметра сферы и ве-



Фиг. 7



Фиг. 8

личины стратификации (в опытах менялась скорость буксировки тела) значения числа Струхалия нанесены на фиг. 7 сплошными горизонтальными отрезками.

Обращает внимание нарушение принципа масштабной инвариантности в течениях стратифицированной жидкости. В отличие от однородной жидкости значения числа Струхалия меняются дискретным образом: одному и тому же значению числа Рейнольдса соответствуют разные значения  $Sh$  при изменении диаметра тела и величины стратификации. Степень влияния стратификации в исследуемом диапазоне параметров более слабая, чем влияние размеров тела. Среднее значение числа Струхалия увеличивается дискретно пропорционально росту диаметра:  $Sh=0,25$  для  $d=1$  см;  $Sh=0,99$  для  $d=4$  см ( $T_b=4,5$  с, дисперсия составляет 10%). Для фиксированного диаметра тела вариации числа Струхалия при изменении периода плавучести невелики:  $d=4$  см,  $Sh=0,92$  при  $T_b=3,5$  с и  $Sh=0,99$  при  $T_b=8,0$  с. Дискретное изменение числа Струхалия также имеет место в зависимости от внутреннего числа Фруда и отношения  $Re/Fr$ .

Зависимость средних значений числа Струхалия от отношения масштабов  $C$  по совокупности всех опытов со сферами разного диаметра в жидкостях с различными стратификациями можно аппроксимировать степенной функцией  $Sh=B_T C^{-\beta}$ , в которой показатель  $\beta=0,9$  является константой, а коэффициент  $B_T$  растет с увеличением периода плавучести  $B_T=34; 73; 205$ ,  $T_b=3,5; 4,5; 8$  с соответственно.



Все экспериментальные данные сводятся к одной универсальной зависимости числа Струхала от безразмерного комплекса  $(Re^2 C/Gr)$ ,  $Sh = 5 \cdot 10^{-4} (Re^2 C/Gr)^{0,37}$ , которая представлена на фиг. 8 (обозначение такие же, как и на фиг. 7). Этот безразмерный комплекс можно представить в виде отношения масштабов  $Re^2 C/Gr = (d/l_i)^5$ , где  $l_i = (v^2/g)^{1/3}$  — внутренний производный масштаб в задаче обтекания тела глубокой стратифицированной жидкостью, величина которого, как и в аналогичной задаче о движении тела по свободной поверхности, определяется полным, а не редуцированным значением ускорения свободного падения.

Проведенные опыты показывают, что в следе за горизонтально движущейся сферой в непрерывно стратифицированной жидкости наблюдается несколько характерных типов «быстрых» и «медленных» вихревых систем, структура и динамика которых связаны с искажением исходной равномерной стратификации в окрестности тела и на больших расстояниях от него и образованием высокоградиентных слоев и прослоек, на которые могут замыкаться «медленные» вихри с вертикальной осью вращения. «Быстрые» вихревые системы не являются масштабно-инвариантными, их структура, механизм формирования и взаимодействия с окружающей средой зависят от соотношений сил инерции, вязкости, плавучести (с учетом искажения начального профиля плотности), которые в свою очередь зависят от отношений внешних и внутренних масштабов. Существенным элементом динамики «быстрых» вихрей является их высокоградиентная оболочка, обеспечивающая генерацию вторичных внутренних волн, позволяющих выделять вихревые структуры на фоне интенсивных мелкомасштабных возмущений (структурной турбулентности) в плотностном следе. Представляет интерес изучение трансформации структуры течения при ослаблении стратификации и исследование перехода к спутным течениям в однородной жидкости.

Авторы благодарны Г. Ю. Степанову за тщательный анализ и существенные замечания по первому варианту статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nakamura J. Steady wake behind a sphere // Phys. Fluids. 1976. V. 19. № 1. P. 5–8.
2. Taneda S. Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds number // Rep. Res. Inst. Appl. Mech. 1956. V. 4. № 16. P. 99–105.
3. Asaka S., Oshima Y. Shedding vorticed from spheres // Natural Sci. Rep. Ochnomisu University. 1977. V. 28. № 1. P. 35–41.
4. Achenbach E. Vortex shedding from spheres // J. Fluid Mech. 1974. V. 62. Pt. 2.
5. Taneda S. Visual observations of the past a sphere at Reynolds numbers between  $10^4$  and  $10^6$  // J. Fluid Mech. 1978. V. 85. Pt 1. P. 187–192.
6. Debler W. The towing of bodies in a stratified fluid // Novosibirsk, 1972. 30 p. (Int. Symp. Stratified Flows. Paper 6.)
7. Pao H. P., Kao T. W. Vortex structure in the wake of a sphere // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 2. P. 187–191.
8. Honji H. Near wakes of a sphere in a stratified fluid // Int. J. Fluid Dyn. Res. 1987. V. 2. № 2. P. 75–76.
9. Lofquist K. E. B., Purtell L. P. Drag on a sphere moving horizontally through a stratified liquid // J. Fluid. Mech. 1984. V. 148. P. 271–284.
10. Сысоева Е. Я., Чашечкин Ю. Д. Вихревая структура следа за сферой в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1986. № 2. С. 40–46.
11. Сысоева Е. Я., Чашечкин Ю. Д. Пространственная структура следа за сферой в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1988. № 5. С. 59–65.
12. Чашечкин Ю. Д. Гидродинамика сферы в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 3–9.
13. Чашечкин Ю. Д., Макаров С. А., Белые В. С. Присоединенные внутренние волны: Препринт № 214. М.: ИПМ АН СССР, 1983. 73 с.
14. Чашечкин Ю. Д., Попов В. А. Цветной теневой метод // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 5. С. 1130–1133.
15. 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.

Москва

Поступила в редакцию  
21.VII.1988