

УДК 532.5:681.7

ВИСЯЩИЕ РАЗРЫВЫ В ПОЛЕ ДВУМЕРНЫХ ПРИСОЕДИНЕННЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

В. В. Миткин, Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва

В картине стратифицированного течения около буксируемого с постоянной скоростью горизонтального цилиндра, визуализированной различными теневыми методами, выделен новый структурный элемент — изолированные высокоградиентные прослойки в поле присоединенных внутренних волн. По своим основным характеристикам прослойки могут быть отнесены к классу внутренних пограничных течений — распространенному механизму формирования тонкой структуры непрерывно-стратифицированной среды. Данные оптической визуализации подтверждаются прямыми контактными измерениями флуктуаций удельной электропроводности.

Исследованиям структуры стратифицированного течения около горизонтального цилиндра, представляющим теоретический и прикладной интерес, посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1–3]). Существенные элементы двумерного течения — опережающие возмущения, отстающий спутный след, внутренние волны, висящие роторы — играют важную роль в динамике природных систем (океана и атмосферы) [4].

Первоначально основное внимание уделялось изучению присоединенных внутренних волн за цилиндром в жидкости с постоянным [5] или переменным (разрывным) градиентом плотности [6], позднее — составлению диаграммы вихревых режимов течения [7, 8]. Скачки градиента плотности, формирующиеся на внешней границе отстающего следа [9], усиливают действие слабой стратификации и влияют на его пространственную структуру и устойчивость [10].

Вследствие прерывания молекулярного потока стратифицирующей компоненты даже вблизи неподвижного препятствия формируется тонкоструктурное пограничное течение с различными масштабами пространственной изменчивости скорости и плотности [11]. Отрыв таких течений порождает высокоградиентные оболочки плотностного следа, которые и наблюдались в опытах [9, 10]. Однако тонкие высокоградиентные прослойки — «травмы стратификации» — могут возникать не только вблизи рельефа вследствие отрыва пограничного течения, но и непосредственно в толще жидкости, например в областях пересечения пучков интенсивных внутренних волн [12, 13]. Разрывы стратификации также наблюдаются в следе за изолированными роторами, возникающими при обрушении присоединенных внутренних волн [3, 4, 8]. В этой связи представляет интерес изучение тонкой структуры течения на границах диапазона существования висящих вихрей в пространстве определяющих безразмерных параметров задачи, когда размеры роторов становятся минимальными.

Анализ полной линеаризованной системы уравнений движения с учетом эффектов вязкости и диффузии показывает, что наряду с внутренними волнами в толще непрерывно-

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и технологий Российской Федерации (Программа поддержки уникальных стендов и установок Российской Федерации) и Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-05-64004, 99-05-64980).

стратифицированной жидкости могут существовать и внутренние пограничные течения, толщина которых задается значениями соответствующих кинетических коэффициентов и частотой плавучести, а форма и протяженность — геометрией и энергетикой задачи [14]. Данный тип течения может возникать как при отрыве расщепленного пограничного течения [9, 10], так и непосредственно в толще непрерывно-стратифицированной жидкости. В последнем случае такие течения должны проявляться в форме изолированных планарных или линейчатых разрывов градиента плотности (как и в областях пересечения монохроматических волн [12, 13]). Целью данной работы является экспериментальное подтверждение возможности образования изолированных высокоградиентных прослоек в поле присоединенных внутренних волн и определение границ диапазона параметров их существования.

Определяющие параметры. Размерными параметрами задачи являются плотность ρ_0 и ее градиент $d\rho_0/dz$, коэффициенты кинематической вязкости ν и диффузии соли $k_s = 1,4 \cdot 10^{-5}$ см²/с (для водного раствора хлорида натрия), скорость U и диаметр тела D , ускорение свободного падения g , масштаб плавучести $\Lambda = |d(\ln \rho_0)/dz|^{-1}$ (ось z вертикальная). Основными масштабами задачи (кроме внешних — размера тела и масштаба плавучести) являются размеры основных структурных элементов течения: длина присоединенной внутренней волны $\lambda = UT_b = 2\pi U/N$ ($T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$ — период плавучести, N — частота), толщина скоростного пограничного слоя $\delta_u = \nu/U$ и толщина плотностного пограничного слоя $\delta_\rho = k_s/U$. Толщина внутреннего пограничного течения составляет $\delta_\nu = \sqrt{\nu/N}$, а толщина возникающей при этом плотностной неоднородности $\delta_s = \sqrt{k_s/N}$ [14]. Отношения базовых масштабов образуют основные безразмерные параметры: число Рейнольдса $Re = D/\delta_u = UD/\nu$, число Пекле $Pe = D/\delta_\rho = UD/k_s$ (или число Шмидта $Sc = Pe/Re$), внутреннее число Фруда $Fr = \lambda/(2\pi D) = U/(ND)$; отношение масштабов $C = \Lambda/D$. Поскольку стратификация является слабой, а кинетические коэффициенты достаточно малы, значения базовых масштабов существенно различаются между собой ($\Lambda \gg D \gg \delta_u \gg \delta_\rho$, $\lambda \gg \delta_\nu \gg \delta_s$). Наименьший из множества базовых масштабов (δ_ρ или δ_s) определяет пространственное разрешение метода, необходимое для регистрации подобных элементов движения. Поскольку положение тонкоструктурных элементов движения заранее неизвестно, метод регистрации должен быть полевым с достаточно большой областью наблюдения. Практически указанным требованиям удовлетворяют только высококачественные теневые приборы.

Данные опыты проводились в диапазоне параметров, при котором вертикальные размеры следа минимальны, что выполняется, в частности, в режиме «изолированных вихревых пузырей на оси следа» ($0,2 < Fr < 1$; $50 < Re < 500$) [7, 8]. При этом обрушения присоединенных внутренних волн не происходит.

Методика. Опыты выполнены в бассейне $220 \times 40 \times 60$ см с прозрачными стенками, заполненном линейно-стратифицированным водным раствором хлорида натрия методом непрерывного вытеснения. Период плавучести измерялся перед каждым опытом по регистрограмме осцилляций плотностной метки датчиком электропроводности (погрешность не более 5%). В данной серии он составлял $T_b = 5,0 \div 20,5$ с.

Изучалась картина течения за горизонтальным цилиндром диаметром $D = 1,5; 2,5; 7,6$ см, который буксировался с постоянной скоростью в середине бассейна. Цилиндр с помощью тонких ножей крепился к каретке, которая перемещалась по направляющим со скоростью $U = 0,05 \div 1,00$ см/с. Условия этих опытов ($C = 450 \div 1500$; $Fr = 0,01 \div 0,50$; $Re = 50 \div 100$) на диаграмме [7, 8] соответствуют режимам «изолированных вихревых пузырей на оси следа» и «следа с сомкнутым высокоградиентным ядром». Перед началом каждого опыта цилиндр устанавливался у торцевой стенки бассейна.

Визуализация проводилась теневым прибором ИАБ-458 методом Максутава в несколь-

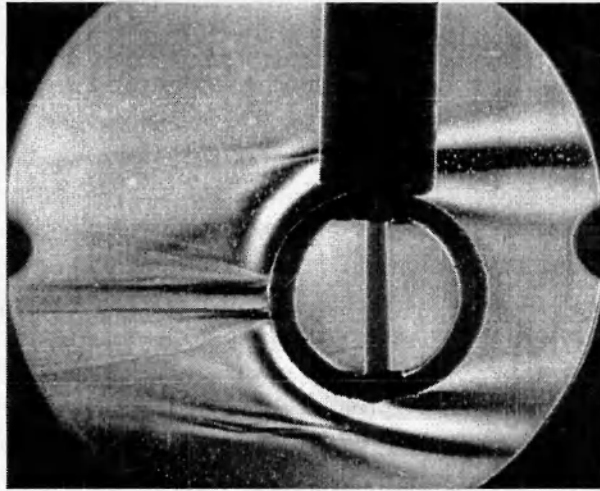


Рис. 1

ких модификациях: вертикальная щель — нож, щель — нить в фокусе, горизонтальная щель — решетка в фокусе. Два первых метода создают черно-белое изображение, яркость которого пропорциональна вариациям горизонтальной компоненты коэффициента преломления (метод ножа) или ее модуля (метод нити). Решетка, использующая естественную дисперсию света, формирует систему окрашенных полос, смещения которых пропорциональны вертикальной компоненте градиента коэффициента преломления [15]. Пространственное разрешение этих методов практически одинаково и при фотографической регистрации не превышает 0,1 мм.

Теневые картины, полученные различными методами, не являются подобными. Метод ножа является наиболее чувствительным, но изображения волн, попадающие за границы рабочего диапазона прибора, затемняют менее контрастные мелкомасштабные элементы течения. Метод нити визуализирует только линии гребней и впадин волн (изображения которых несколько различаются) и позволяет на их фоне регистрировать более тонкие структуры. Чувствительность и разрешение цветного теневого метода можно регулировать, меняя шаг и тип визуализирующей решетки. Таким образом, применение трех независимых методов повышает достоверность и надежность результатов.

Основные данные визуализации подтверждаются контактными измерениями флуктуаций удельной электропроводности. Уравнение состояния, связывающее плотность и электропроводность водного раствора хлорида натрия, также обычно линеаризуется [16]. Конструкция датчика и методика его статической и динамической градуировки подробно описаны в [17].

Основные результаты. Типичная фотограмма течения около горизонтального цилиндра, движущегося слева направо в слабостратифицированной среде, приведена на рис. 1 ($T_b = 20,5$ с; $D = 7,6$ см; $U = 0,05$ см/с; $Fr = 0,02$; $Re = 38$; $C = 1370$). Визуализация выполнена методом щель — нож. Поскольку число Рейнольдса меньше критического, которое в свою очередь является функцией числа Фруда и отношения масштабов, то отстающий след является ламинарным. Число Фруда также мало, и при этих условиях значимыми оказываются только две первые присоединенные внутренние волны. Их фазовые поверхности позади тела — полуокружности, которые плавно переходят в наклонные прямые перед ним, визуализирующие нестационарные внутренние волны.

Длина волны определяется скоростью движения цилиндра и величиной локального значения частоты плавучести $\lambda = 2\pi U/N$ и не зависит от диаметра тела [2, 4, 17]. Помимо

волн существенными элементами картины течения являются поверхности разрывов в поле градиента плотности, которые на теневых фотограммах проявляются как тонкие темные и светлые линии. В этом режиме внутри ламинарного спутного следа наблюдается две системы разрывов градиента плотности, контактирующих с поверхностью буксируемого тела в окрестности задней точки торможения. Эти системы присоединенных разрывов порождаются обеими точками отрыва плоского плотностного пограничного слоя, которые отстоят на расстоянии $\Delta z = 0,7$ см от плоскости движения оси цилиндра.

Внутренние горизонтальные прослойки (темные линии на рис. 1) оконтуривают вихревое ядро следа, скорость жидкости в котором может превышать скорость тела. Внешние наклонные оболочки (светлые наклонные линии) разделяют спутное течение и поле присоединенных внутренних волн. И форма и толщина границы волновой зоны в области контакта с оболочкой плотностного следа определяются геометрией слоя скачка градиента (а не длиной волны). Следовательно, взаимодействие внутренних волн и высокоградиентных оболочек является сильным.

Внешние границы плотностного следа подходят к точке отрыва от поверхности цилиндра под углом $\varphi = 26^\circ$ к горизонту. Угловое положение точек отрыва составляет $\theta = 10^\circ$ от задней точки торможения. Толщина границы ядра следа (диффузные темные горизонтальные полосы на рис. 1) составляет $\delta_c = 1,4$ мм и практически не меняется с увеличением расстояния до тела. Толщина линий внешнего разрыва не превышает $\delta_b = 0,7$ мм и находится на границе пространственного разрешения метода (с учетом размера зерна фотопленки).

Геометрия плотностного следа позволяет идентифицировать три водных массы с различными значениями плотности и характером ее распределения в пространстве. Во внешнюю часть отстающего следа попадает жидкость, которая перетекает через препятствие и переходит из опережающего возмущения в отстающее. В верхнем полупространстве эта жидкость более легкая, а в нижнем более тяжелая, чем в невозмущенной среде. Во внутреннее ядро следа поступает жидкость с исходным распределением плотности, которая подтекает из удаленных областей пространства позади тела. Между двумя высокоградиентными оболочками формируется жидкость промежуточной плотности.

Таким образом, даже в ламинарном режиме для однородной жидкости ($Re < Re_{кр}$; $Re = 38$, $Re_{кр} = 60$ [18, с. 45]) спутный след за цилиндром является структурированным и течение в нем носит вихревой характер. Отмеченные высокоградиентные прослойки являются границами вихрей, что типично для непрерывно-стратифицированных сред [19, 20].

На приводимой фотографии (рис. 1) можно дополнительно выделить две группы мелкомасштабных неоднородностей — высокоградиентные прослойки (висящие разрывы градиента плотности), которые располагаются в поле присоединенных внутренних волн. Ранее в литературе такие особенности течений не отмечались [2–5].

В нижней части теневой фотограммы, полученной с помощью метода ножа Фуко (рис. 1), прослойкам соответствует группа из двух темных и светлых полос общей толщиной $\delta_t = 0,85$ см, длиной $l \approx 7,8$ см, наклоненных под углом $\beta = 8^\circ$ к горизонту. Размеры этой области сохраняются при изменении метода визуализации. В частности, толщина тонкоструктурной области, визуализированной с помощью нити, составляет 0,85 см, длина — 7,8 см. Такая же структура в верхнем полупространстве выражена менее контрастно вследствие ее затенения возмущениями, вносимыми поддерживающими ножами.

Заостренная передняя кромка высокоградиентных структур находится в окрестности гребня второй присоединенной внутренней волны в верхнем полупространстве (в нижнем соответственно впадины, поскольку поле присоединенных внутренних волн является антисимметричным относительно плоскости движения центра тела). Угловое положение передних кромок структур на рис. 1 составляет $\alpha = 87^\circ$ от задней точки торможения.

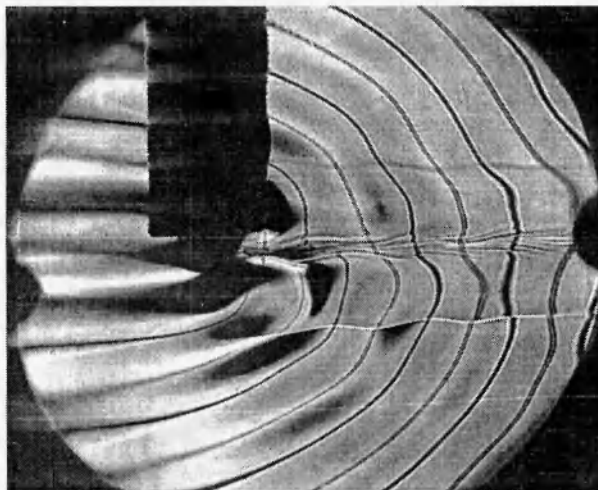


Рис. 2

Координаты передней кромки прослойки относительно центра тела $x = 0,6$ см; $y = 4,6$ см, от поверхности цилиндра прослойка отстоит на расстоянии $r = 0,9$ см.

Молекулярная диффузия сглаживает градиенты вдоль прослойки, вследствие чего задняя кромка структуры является менее резкой, чем передняя. Толщина отдельных составляющих данной неоднородности не превышает $\delta = 1,5$ мм, что заметно меньше длины присоединенной внутренней волны $\lambda = 1,1$ см для условий данного опыта.

Структуры данного типа устойчиво воспроизводятся и наблюдаются в достаточно широком диапазоне параметров течения. В качестве примера на рис. 2 показана картина течения за цилиндром меньшего диаметра, движущимся справа налево, в среде с большим значением частоты плавуности в режиме «изолированных вихревых пузырей» [7, 8] ($T_b = 6$ с; $D = 1,5$ см; $U = 0,52$ см/с; $Fr = 0,33$; $Re = 78$; $C = 600$). В данном диапазоне параметров волнообразование идет достаточно эффективно, число наблюдаемых волн велико, занимаемая ими область существенно превышает размер поля зрения теневого прибора.

Форма поверхностей постоянной фазы, в частности гребней и впадин присоединенных внутренних волн, отклоняется от совершенной (полуокружности позади тела [2]) только в области течения со сдвигом внутри скоростного следа. При традиционной теневой визуализации гребни и впадины волн располагаются на границах между светлыми и темными полосами (см. рис. 1). При использовании метода щель — нить изображения гребней и впадин волн отличаются между собой (рис. 2). Гребням волн соответствуют более темные сплошные линии, а впадинам — двойные серые линии. Отклонение от окружности максимально в окрестности областей расширения плотностного следа, ограниченных тонкоструктурными прослойками.

Волновое поле является пространственно неоднородным. Первые две группы волн, разделенные плотностным следом, являются антисимметричными, последующие пронизывают плотностной след. Однако, хотя однородные фазовые поверхности (гребень — гребень, впадина — впадина) замыкаются друг на друга, положение гребней и впадин в невозмущенном пространстве остается неизменным и согласуется с линейной теорией [2, 3].

В данном случае внутри волнового поля наблюдается две системы разрывов, которым на рис. 2 соответствуют протяженные волнистые линии (темная в верхнем полупространстве, светлая в нижнем), отстоящие на расстоянии $y = 2,6$ см от линии движения центра



Рис. 3

тела. Их толщина $\delta = 0,7$ мм практически постоянна на всей длине, форма отражает распределения волновых смещений частиц. Фазовые поверхности присоединенных внутренних волн на этих прослойках терпят разрывы, которые отчетливо проявляются в виде смещений в трех последних волнах в нижнем полупространстве в левой части кадра. Передняя кромка висящих изолированных разрывов в этом режиме находится на большем удалении от тела ($x = 1$ см, $y = 2,6$ см), но располагается на той же фазовой поверхности (второй гребень над телом и вторая впадина под ним), что и в предыдущем случае. Угловое положение передней кромки прослойки от задней точки торможения составляет $\alpha = 70^\circ$. Их протяженность $l > 13$ см, или в относительных единицах $l/\lambda > 4$. Отношение длины прослойки к ее толщине $l/\delta > 180$. Протяженность висящих изолированных разрывов в этом режиме заметно превышает размер поля зрения.

Черно-белая реплика цветного теневого изображения картины течения за цилиндром, движущимся справа налево, приведена на рис. 3 ($T_b = 12,5$ с; $D = 2,5$ см; $U = 0,3$ см/с; $Fr = 0,24$; $Re = 76$; $C = 1500$, равномерная решетка с шагом 1,5 мм). Помимо волн, опережающего возмущения, отстающего следа, в котором просматриваются донный вихрь и изолированные вихревые пузыри, данный метод выделяет высокоградиентный плотностной пограничный слой на теле в форме сгущения изолиний вблизи верхнего и нижнего полюсов тела. Как показывает анализ фотограмм, цветной теневой метод позволяет получить дополнительную информацию не только о геометрии структурных элементов, но и об относительной величине вариаций градиента плотности внутри них.

В частности, распределение изолиний в поле внутренних волн на цветной фотограмме характеризует величину смещений вдоль фазовых поверхностей. Распределение смещений вдоль выбранной фазовой поверхности не является монотонным. В нем отчетливо прослеживаются ложбины и впадины, размеры и угловое положение которых зависят от эффективных размеров области генерации волн, номера волны и основных параметров задачи. В данном случае области максимальных волновых возмущений (центры эллиптических темных и светлых колец) располагаются на линиях, проходящих через центр тела и наклоненных под углами $\psi_1 = 60; 65^\circ$ к горизонту для первой волны, $\psi_2 = 55^\circ$ для второй волны, что согласуется с моделями [4, 21].

Форма и характер сгущений изолиний позволяют идентифицировать область заблокированной жидкости и точки контакта ее границы с телом (данный метод визуализирует точки бифуркации и на головной и в донной части тела). Угловое положение передних то-

чек бифуркации составляет 60° от передней точки торможения, задних — 35° от кормовой точки торможения.

Изолированные прослойки, являющиеся естественным продолжением одной из изолиний волнового поля, визуализируются на этом кадре в виде светлых волнистых линий толщиной $\delta = 1,5$ мм, уходящих вдоль следа далеко за границы кадра. Они отстоят на расстоянии $y = 3,5$ см от линии движения центра тела. В проведенной серии опытов сгущение изолиний, отмечающее линию обострения градиентов, начинает наблюдаться при $C = 1500$; $Fr = 0,17$; $Re = 56$. С увеличением скорости одновременно растут протяженность висящих разрывов, величина скачка плотности на них и уменьшается угол их наклона к горизонту. Прослойка наиболее контрастна при $C = 1500$; $Fr = 0,24$; $Re = 76$. При дальнейшем увеличении скорости их контрастность начинает слабеть и при $C = 1500$; $Fr > 0,3$; $Re > 95$ прослойки перестают выделяться на фоне волн. При этом качественных изменений остальных элементов структуры течения не происходит.

Данный способ наблюдения также не визуализирует никаких особенностей или компактных вихрей на передних кромках указанных прослоек. Во всех опытах висящие разрывы и обтекаемое препятствие разделяются слоем жидкости с непрерывным изменением всех параметров.

Анализ профилей смещений плотностной метки свидетельствует о том, что висящие разрывы градиента плотности располагаются в областях максимального сдвига скорости вне плотностного следа. В данных опытах масштаб изменчивости скорости $l_u = (d \ln(u)/dz)^{-1} = 4,7$ см существенно больше толщины прослойки, которая по совокупности опытов не превышает 1,5 мм.

Совокупность устойчивых признаков данного структурного элемента, а именно малая толщина разрыва и относительно большая горизонтальная протяженность, наличие скачка плотности, существование слоя жидкости без тонкоструктурных возмущений между плотностным следом и прослойкой, отсутствие особенностей на его передней и задней кромках, локализация в поле внутренних волн на горизонте максимального сдвига скорости среднего течения, позволяет классифицировать его как *внутреннее пограничное течение*. Такими свойствами (малая толщина и различие масштабов пространственной изменчивости полей скорости $\delta_v = \sqrt{\nu/N}$ и плотности (или солёности) $\delta_s = \sqrt{k_s/N}$, большая протяженность) обладает большая группа течений: пограничные течения, индуцированные диффузией на непроницаемом препятствии [11]; течения на границах плотностного следа [9]; течения, порождаемые внутренней волной на поверхности разрыва градиента или более высоких производных плотности [14]; течения на разрывах стратификации в областях взаимодействия пучков гармонических внутренних волн [12, 13].

Измерение вариаций удельной электропроводности покоящимся датчиком показывает, что при движении тела наряду с генерацией внутренних волн происходит общая перестройка стратификации. Перед телом градиент плотности ослабляется вследствие аккумуляции однородной жидкости с горизонта движения тела в области блокировки, а позади тела усиливается вследствие смыкания слоев жидкости с удаленных горизонтов. Характер происходящих изменений иллюстрируют регистрограммы датчика электропроводности, неподвижно установленного на глубине $h = 27$ см (на уровне 0,5 см под нижней кромкой цилиндра), которые приведены на рис. 4. Вариации электропроводности $\sigma(t)$ пересчитаны в смещения слоев $\Delta = (\sigma(z_0, t) - \sigma(z_0, t_0)) / (d\sigma_0(z)/dz)$ с учетом значения невозмущенного градиента $d\sigma_0(z)/dz$.

Условия опытов соответствуют гладкому волновому полю: $T_b = 5,2$ с; $D = 1,5$ см; $U = 0,34$ см/с; $Fr = 0,18$; $Re = 50$; $C = 450$ (рис. 4, а) и картине с висящими разрывами: $T_b = 5,2$ с; $D = 1,5$ см; $U = 0,43$ см/с; $Fr = 0,24$; $Re = 65$; $C = 450$ (рис. 4, б). На рис. 4, б приведены также расчеты смещений частиц по теории [3] (пунктирная линия).

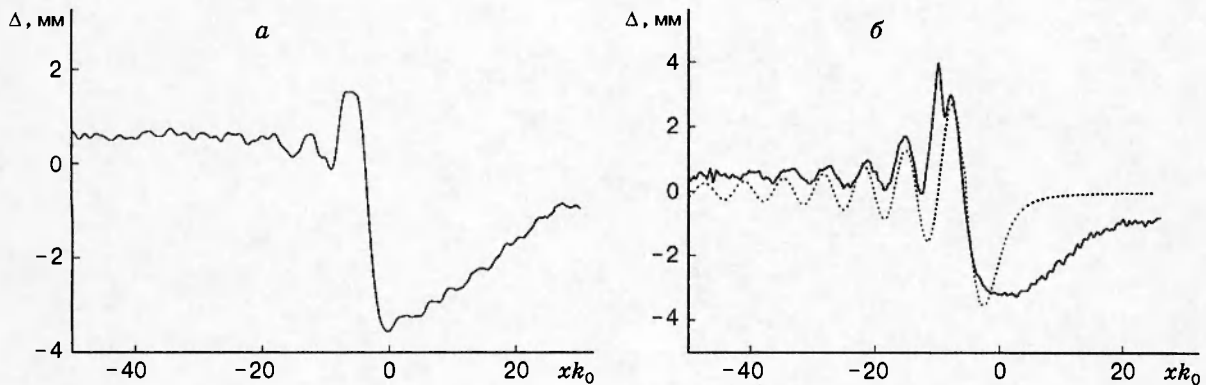


Рис. 4

Несмотря на то что все кривые качественно описывают один и тот же процесс, между ними имеются существенные различия в деталях. На всех кривых прослеживается опережающее возмущение, резкое изменение знака смещений при прохождении тела и волновые осцилляции позади него, поскольку более легкая жидкость перед ним сменяется при его прохождении более тяжелой из нижележащих слоев. В теории сигнал осциллирует на нулевом уровне, в эксперименте — на смещенном, положение которого определяется нелокальными эффектами. Характер волновых осцилляций (рис. 4,а) достаточно ровный. Выброс вблизи первого максимума (рис. 4,б) обусловлен прохождением через датчик висящего разрыва.

Размер области блокировки в экспериментах существенно больше, чем в модели [3], что проявляется в различии характера кривых при $xk_0 > 0$ ($k_0 = N/U = 2\pi/\lambda$) (рис. 4,б). Максимальные значения смещений частиц в опережающем возмущении в теории и эксперименте практически совпадают в пределах точности опытов. Характер кривых в переходной зоне от нестационарных к присоединенным волнам после прохождения оси цилиндра также одинаков.

При пересечении датчиком висящего разрыва (рис. 4,б) изменяется знак производной смещений, поскольку на горизонт датчика вновь попадает более тяжелая жидкость из подстилающих слоев. Только через четверть периода волны восстанавливается основной характер волновых вариаций сигнала. Фазовый сдвиг между кривыми (рис. 4,б) в следующем экстремуме не превышает $\pi/3$ рад, на втором и последующих максимумах рассчитанные и наблюдаемые смещения являются синфазными.

Абсолютные величины смещений в расчетах и наблюдениях также несколько различаются. В первой и второй волне большие смещения (на 40%) наблюдаются в опытах, в последующих отклонения на гребнях в теории и эксперименте совпадают, а во впадинах различаются, причем с увеличением номера волны это различие нарастает. Данное различие обусловлено тем, что в линейной теории [3] пренебрегается нелокальными и вязкими эффектами. Время восстановления исходной стратификации достаточно велико и для условий данного опыта составляет $t = 450 \text{ с} = 85T_b$, что существенно больше времени существования как идентифицируемой тонкой структуры, так и присоединенных внутренних волн.

Явную связь геометрии висящих разрывов и волн иллюстрирует рис. 5, на котором приведена зависимость отстояния прослоек от плоскости движения центра тела как функция длины присоединенной внутренней волны. Результаты опытов, выполненных с цилиндрами различного размера при трех значениях периода плавучести ($T_b = 5,1; 6,0; 12,5 \text{ с}$),

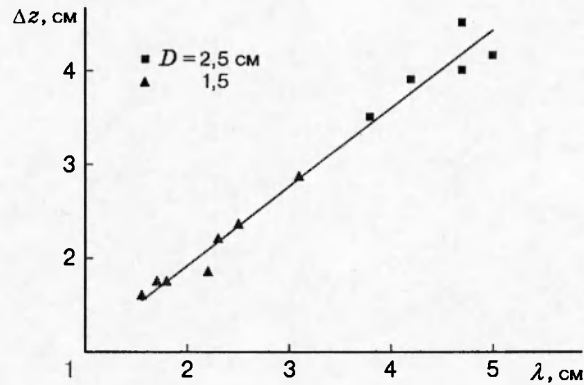


Рис. 5

ложатся на одну прямую (сплошная линия): $\Delta z = 0,27 + 0,83\lambda$ [см]. Таким образом, положение прослойки определяется геометрией поля присоединенных внутренних волн, ее толщина — диссипативными параметрами среды и величиной частоты плавучести, а протяженность — энергетикой процесса.

Отсутствие видимого изменения толщины прослойки по ее длине может быть объяснено несколькими причинами. Возможно, ее реальная толщина в поле градиента плотности действительно задается малым масштабом $\delta_s = \sqrt{k_s/N}$, и тогда регистрируемый размер определяется разрешением теневого прибора. В то же время в соответствии с моделью [14] внутренние волны могут усиливать плотностные контрасты на прослойках за счет прямого взаимодействия с внутренними пограничными течениями, компенсировать их диффузионное расплывание и поддерживать неизменность их толщины. В этом случае может регистрироваться истинная толщина прослойки. Для решения этого вопроса требуются дополнительные исследования.

Заключение. Теневая визуализация и контактные измерения свидетельствуют о существовании изолированных высокоградиентных прослоек в поле присоединенных внутренних волн, формирующихся при равномерном движении горизонтального цилиндра в непрерывно-стратифицированной жидкости. Диапазон безразмерных параметров их существования $C = 450 \div 1500$; $Fr = 0,01 \div 0,50$; $Re = 50 \div 100$ соответствует режимам «изолированных вихревых пузырей на оси следа» и «следа с сомкнутым высокоградиентным ядром» [7, 8]. Данные прослойки не имеют структурных особенностей на своих передних и задних кромках. Их положение определяется значением длины присоединенной внутренней волны. Между прослойками и обтекаемым телом находится слой жидкости без тонкоструктурных особенностей. Толщина прослоек практически не меняется по их длине.

Перечисленные и некоторые дополнительные признаки позволяют отнести указанные возмущения к внутренним пограничным течениям в толще жидкости. Аналогичные структуры наблюдаются в толще жидкости не только в присоединенных внутренних волнах, но и в областях пересечения пучков высокоэнергетических гармонических волн [12, 13]. Таким образом, высокоградиентные прослойки могут возникать не только в результате отрыва стратифицированных течений от границ обтекаемого препятствия [9], вырождения вихрей [19] или турбулентности [17], но и непосредственно внутри жидкости вследствие прямого нелинейного взаимодействия крупномасштабных (более полно изученных) компонент стратифицированного течения, а именно внутренних волн, течений и вихрей.

Можно ожидать, что внутренние пограничные течения играют важную роль в фор-

мировании повсеместно наблюдаемой так называемой «тонкой структуры» окружающей среды. Связанные с ними протяженные высокоградиентные прослойки могут являться следствием затухающей турбулентности. В атмосфере и океане они могут поддерживаться длительное время крупномасштабными движениями, такими как внутренние или инерциальные волны [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Debler W. R., Vest C. M.** Observation of a stratified flow by means of holographic interferometry // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1977. V. 358. P. 1–16.
2. **Лайтхилл Дж.** Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981.
3. **Аксенов А. В., Городцов В. А., Стурова И. В.** Моделирование обтекания цилиндра стратифицированной идеальной несжимаемой жидкостью. М., 1986. (Препр. / Ин-т пробл. механики АН СССР; № 282).
4. **Кожевников В. Н.** Орографические возмущения в двумерной стационарной задаче // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4, № 1. С. 33–52.
5. **Stevenson T. N.** The phase configuration of internal waves around a body moving in a density stratified fluid // J. Fluid Mech. 1973. V. 60, pt 4. P. 759–786.
6. **Букреев В. И., Гаврилов Н. В.** Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1990. № 2. С. 102–105.
7. **Boyer D. L., Davies P. A., Fernando H. J. S., Zhang X.** Linearly stratified flow past a horizontal circular cylinder // Philos. Trans. Roy. London. Ser. A. 1989. V. 328. P. 501–528.
8. **Чашечкин Ю. Д., Воейков И. В.** Вихревые системы за цилиндром в непрерывно-стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29, № 6. С. 821–830.
9. **Воейков И. В., Чашечкин Ю. Д.** Формирование разрывов в следе за цилиндром в потоке стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1993. № 1. С. 20–26.
10. **Воейков И. В., Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д.** Микромасштабная неустойчивость в непрерывно-стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 3. С. 3–10.
11. **Байдулов В. Г., Чашечкин Ю. Д.** Влияние диффузионных эффектов на пограничные течения в непрерывно-стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29, № 5. С. 666–672.
12. **McEwan F. D., Plumb R. A.** Off resonant amplification of finite internal wave packets // Dynamika Atmosphere Oceans. 1977. V. 2. P. 83–105.
13. **Teoh S. G., Ivey G. N., Imberger J.** Laboratory study of the interaction between two internal wave rays // J. Fluid Mech. 1997. V. 336. P. 91–122.
14. **Чашечкин Ю. Д., Кистович Ю. В.** Монохроматические внутренние волны в произвольно стратифицированной вязкой жидкости // Докл. РАН. 1998. Т. 359, № 1. С. 112–115.
15. **Чашечкин Ю. Д., Попов В. А.** Цветной теневой метод // Докл. АН СССР. 1981. Т. 269, № 5. С. 1130–1133.
16. **Kaufmann D. W.** Sodium chloride. N. Y.: Reinhold, 1960.
17. **Беляев В. С.** Экспериментальное исследование волновых и конвективных течений в стратифицированной жидкости: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т пробл. механики АН СССР, 1984.
18. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

19. **Беляев В. С., Савинков А. М., Чашечкин Ю. Д.** Динамика ламинарных вихревых колец в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1987. № 1. С. 37–47.
20. **Сысоева Е. Я., Чашечкин Ю. Д.** Вихревая структура следа за сферой в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1986. № 2. С. 40–46.
21. **Макаров С. А., Чашечкин Ю. Д.** Присоединенные внутренние волны в жидкости с экспоненциальным распределением плотности // ПМТФ. 1981. № 6. С. 47–54.

Поступила в редакцию 16/II.1998 г.
