

УДК 532.529.2: 532.321

© 2006 г. Ю. В. ПРИХОДЬКО, Ю. Д. ЧАШЕЧКИН

**ГИДРОДИНАМИКА СВОБОДНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ТЕЛ
НЕЙТРАЛЬНОЙ ПЛАВУЧЕСТИ В ТОЛЩЕ
НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ**

Оптическими методами исследованы картины течений, образующихся при свободном погружении поплавков различной формы (шар, короткий и длинный цилиндр) на горизонт нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированной жидкости. Выделены общие элементы течения – крупномасштабные (волны, вихри, гидродинамический след) и тонкоструктурные (пограничные слои, протяженные автокумулятивные струи). Частоты осцилляций поплавка на больших временах сравнимы или превосходят частоту плавучести среды, что указывает на заметное влияние индуцированных течений на характер его движения.

Ключевые слова: стратифицированная среда, внутренние волны, автокумулятивные струи, вихри, след.

Изучению свободных и вынужденных волнением колебаний тел на свободной поверхности и в толще жидкости посвящен ряд фундаментальных и прикладных исследований [1], в которых основное внимание уделяется расчету смещений тел и действующих на них сил [2] в предположении, что основным физическим процессом является образование волн. Однако при больших амплитудах смещений (и больших значениях числа Рейнольдса) картина течения усложняется вследствие формирования вихрей и гидродинамического следа. В последние годы возрос интерес и к изучению тонкой динамики аппаратов нейтральной плавучести, которые применяются для изучения структуры океана и атмосферы. В настоящее время в толще океана дрейфуют более 2000 зондов, предназначенных для измерения профилей температуры, электропроводности и других параметров среды на глубинах до 2000 м. В ближайшие годы их общее число планируется довести до 5000 с целью изучения стабильности картины океанских течений [3]. Для изучения атмосферы используются шары-зонды как мягкие, так и жесткие, с фиксированным объемом, аналогичные морским буем.

Считается, что буи нейтральной плавучести вносят минимальные возмущения в окружающую среду, их можно использовать для регистрации тонкой структуры и мелкомасштабной турбулентности. Динамика их движений рассчитывается по традиционным теориям осцилляций тел на границах раздела двухслойных [4, 5] и в непрерывно стратифицированных средах [6]. Однако результаты расчетов параметров осцилляций [6, 7] отличаются от данных лабораторных экспериментов как по частоте, так и по характеру затухания. Заметное рассогласование данных расчетов и наблюдений выявлено в тестовых погружениях свободных поплавков в непрерывно стратифицированных озерах [8].

При изучении картины течения, индуцируемого шаром, свободно погружающимся на горизонт нейтральной плавучести, выделены ранее неизвестные элементы – протяженные автокумулятивные струи в окрестности точек поворота траектории [9]. Со временем амплитуда колебаний шара убывает, а длина автокумулятивных струй, оконтуренных высокоградиентными оболочками, растет [10]. Скорости изменения размеров и формы автокумулятивных струй заметно превышают максимальные скорости осцилля-

рующего тела. При этом в жидкости возбуждаются нестационарные внутренние волны, которые излучает не только само осциллирующее тело, но и окружающие его возмущения, в том числе кончики автокумулятивных струй [11]. Появление быстро эволюционирующих элементов существенно усложняет картину течения и затрудняет ее регистрацию.

Морские приборы обычно размещаются не только в сферических, но и в цилиндрических контейнерах, которые одновременно служат акустическим резонатором [8], поэтому практический интерес представляет изучение картины течения около тел различной формы. Цель данной работы – визуализация течений, возникающих при свободных погружениях на горизонт нейтральной плавучести цилиндрических поплавков с закругленными и плоскими торцами и детальное изучение характера их движений.

1. Основные параметры задачи. Характерные масштабы базовых элементов течений. Плотность непрерывно стратифицированной среды ρ_0 и ее градиент $d\rho_0/dz$ зависят от вертикальной координаты z и характеризуются масштабом $\Lambda = |d(\ln \rho_0)/dz|^{-1}$, частотой N и периодом плавучести $T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$ (g – ускорение свободного падения). Период T_b – естественный масштаб времени задачи t , безразмерное время далее определяется как $\tau = t/T_b$. Жидкость также характеризуется кинематической вязкостью ν и коэффициентом диффузии стратифицирующего параметра (соли) κ_s . Для водного раствора поваренной соли, который используется в проводимых опытах, их отношение – число Шмидта $Sc = \kappa_s/\nu$ мало ($Sc \ll 1$, $\kappa_s = 1.41 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, $\nu = 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$), что обуславливает медленность распада плотностных возмущений, формирующих тонкую структуру течений.

В число базовых масштабов длины, характеризующих геометрию задачи, входят характерные размеры тела (D – диаметр сферы, D и L – поперечный и продольный размеры протяженного тела с удлинением $\xi = L/D$ (обратным коэффициенту остроты $\Psi = D/L$)), а также высота его свободного падения до горизонта нейтральной плавучести H . При этом тело набирает скорость U .

Вследствие прерывания молекулярного потока стратифицирующей компоненты вокруг тела в непрерывно стратифицированной среде возникают течения, индуцированные диффузией. Они включают тонкую струю, прилегающую к его поверхности с характерными поперечными масштабами $\delta_v = \sqrt{\nu/\Lambda}$ для скорости и $\delta_s = \sqrt{\kappa_s/\Lambda}$ для плотности и солености, системы вихрей и нестационарных диссипативно-гравитационных внутренних волн с масштабом $\delta_c = \sqrt[4]{\nu \kappa_s / N^2}$ около его полюсов [12]. Течения, индуцируемые диффузией, формируют тонкую структуру среды, контрастно выраженную на горизонтах кромок тела.

В начале движения тела медленные перемещения, индуцируемые диффузией, трансформируются в сложную картину течений, включающую внутренние волны с характерной длиной λ , вихри и следы [10, 11]. На той части поверхности тела, которая непосредственно контактирует с внешним потоком, формируется система пограничных слоев. Толщина скоростного пограничного слоя характеризуется масштабом $\delta_u = \nu/U$ (слой Прандтля), плотностного – $\delta_p = \kappa_s/U$.

Отношения характерных масштабов образуют основные безразмерные параметры стратифицированных течений, как традиционные: число Рейнольдса $Re = D/\delta_u = UD/\nu$, число Пекле $Pe = D/\delta_p = UD/\kappa_s$, внутреннее число Фруда – $Fr = U/ND$; отношения масштаба плавучести, высоты падения, длины к диаметру тела: $C = \Lambda/D$, $M = H/D$, $\xi = L/D$; так и специфические для данной задачи: $Re_v = D/\delta_v = \sqrt{ND^2/\nu}$ и $M_v = D/L_v$, где $L_v = \sqrt[3]{g\nu}/N$ – вязкий волновой масштаб. Обилие микромасштабов различной природы и безразмер-

ных отношений отражает сложность картины течения жидкости около осциллирующего тела, которая ранее не изучалась во всей полноте.

В общем случае структура картины течений зависит от значений всех отношений: чисел Re , Fe , Pe , Re_v , C , M_v , ξ . Поскольку стратификация обычно слабая ($\Delta\rho/\rho \ll 1$, $C = \Lambda/D \gg 1$), а кинетические коэффициенты достаточно малые, значения базовых масштабов существенно различаются между собой ($\Lambda \gg D \gg \delta_u \gg \delta_p; \lambda \gg \delta_v \gg \delta_s$). В приближении однородной жидкости происходит слияние пограничных слоев различной природы [13] и часть безразмерных соотношений исчезает, что свидетельствует о вырождении уравнений движения и их неразрешимости традиционными методами.

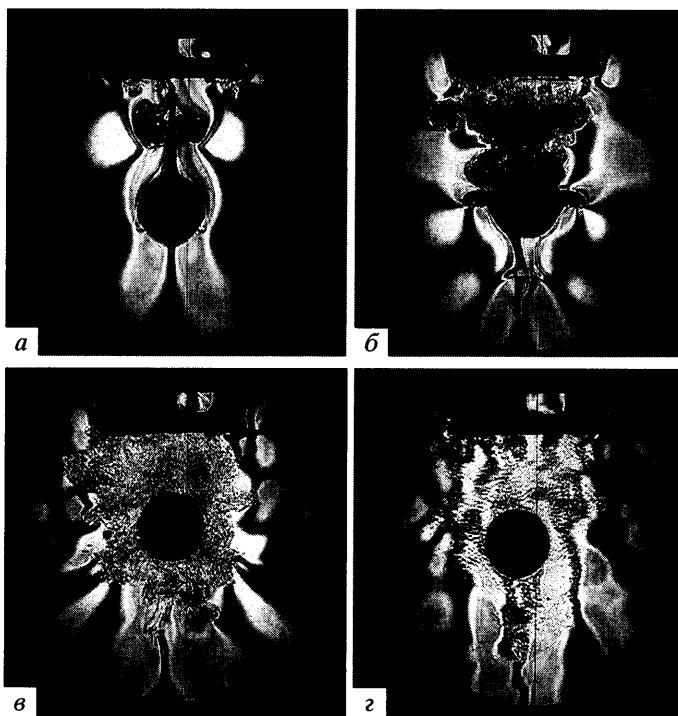
Наименьший из множества базовых масштабов (δ_p или δ_s) определяет пространственное разрешение метода, необходимого для регистрации всех элементов течения, а наиболее быстро эволюционирующий элемент – временное разрешение. Поскольку местоположение тонкоструктурных элементов движения заранее неизвестно, метод регистрации должен быть полевым с достаточно большой областью наблюдения. Практически указанным требованиям при исследовании течений жидкости удовлетворяют только высококачественные теневые приборы. Все эти требования учитывались при разработке методики эксперимента.

2. Методика эксперимента. Опыты выполнены в лабораторном бассейне с размерами $70 \times 25 \times 70 \text{ см}^3$ с иллюминаторами из оптического стекла. Стенки бассейна изготовлены из алюминиевого сплава и изнутри покрыты эпоксидной смолой для предотвращения коррозии. Традиционным методом вытеснения бассейн заполнялся линейно-стратифицированным водным раствором поваренной соли. Контроль однородности стратификации проводился теневым прибором. Значения периода плавучести определялись контактным датчиком электропроводности по измерению периода собственных осцилляций, возбуждаемых следом погружающейся плотностной метки [14], и в данных опытах составляли $T_b = 5.7, 7.0, 8.0$ и 10 с .

В верхней части бассейна размещался пусковой механизм, позволяющий регулировать высоту свободного падения до горизонта нейтральной плавучести и освобождать исследуемое тело, которое обычно размещалось под свободной поверхностью жидкости, без начального импульса и вращения. Изучались течения, возникающие при погружении на горизонт нейтральной плавучести следующих тел: шара, пластмассовых цилиндров и с закругленными и с плоскими торцами. Для уравновешивания на выбранном горизонте, располагающемсь в центре поля зрения теневого прибора, тела нагружались свинцовой дробью. Тонкая балансировка проводилась во вспомогательном бассейне, заполненном однородной жидкостью требуемой плотности.

Наблюдение течений осуществлялось теневым прибором ИАБ-458 с осветительной вертикальной щелью $10 \times 0.03 \dots 0.1 \text{ мм}$. В качестве визуализирующей диафрагмы устанавливался нож Фуко или нить толщиной 16 мкм . Регистрацию изображений проводили фото- и видеокамерами с разрешением 0.3 мм . Полученное видеоизображение вводилось в персональный компьютер, преобразовывалось и обрабатывалось посредством специализированных программ, позволяющих получать покадровые фотоизображения и определять геометрические параметры элементов течений. Определение стартовой высоты и положения поплавка на уровне нейтральной плавучести осуществлялось с помощью катетометра В-630 после полного затухания всех движений.

После заполнения и установки пускового механизма бассейн выдерживали более суток для выравнивания неоднородностей профиля плотности. Затем проводили пробный пуск, и определяли реальное положение уровня нейтральной плавучести выбранного тела. В некоторых случаях поплавок оставляли в бассейне для формирования течений, индуцированных диффузией на неподвижном препятствии [12], которые теневым методом регистрировались как тонкие протяженные горизонтальные прослойки на горизонтах расположения его верхней и нижней кромок. Каждый следующий эксперимент про-



Фиг. 1. Теневые картины течения, индуцированного шаром, падающим на горизонт нейтральной плавучести (метод “щель-нить”; $T_b = 8$ с, $D = 4.5$ см, $H = 11.9$ см): $a-g$ – $t = 6, 14, 24, 43$ с

водился после затухания всех возмущений, возникающих при пуске и извлечении тела для установки в пусковом устройстве, обычно пауза составляла несколько часов.

3. Основные результаты. Подборка теневых кинограмм, иллюстрирующая процесс формирования структуры изучаемых течений, приведена на фиг. 1. Все элементы течения: автокумулятивная струя¹, всплывающий кольцевой вихрь в следе, пленка стекающей жидкости, внутренние волны выражены достаточно отчетливо, поскольку они разделены высокоградиентными оболочками или имеют регулярную пространственную структуру, характерную для волновых полей [1]. Каждый из структурных элементов течения обладает собственной динамикой.

Светлым полосам под шаром соответствуют нестационарные волны с полудлиной $\lambda/2 = 2.3$ см и частотой $\omega = 0.75$ с⁻¹, определяемой из дисперсионного соотношения $\omega = N \sin \theta$ по углу наклона гребней волн к горизонту θ . Наклонные светлые полосы, примыкающие к вихрю, обозначают нестационарные внутренние волны с полудлиной $\lambda/2 = 3.8$ см и частотой $\omega = 0.6$ с⁻¹ ($\theta = 50^\circ$). В центре вихря в гидродинамическом следе наблюдается автокумулятивная струя (темная центральная структура, фиг. 1, *a*), которая в этой фазе движется вместе со всплывающим поплавком.

¹ Примечание. Кумулятивные струи, возникающие на свободной поверхности или при вторжении ино-родных тел, исследованы достаточно подробно [15]. Высокоградиентные оболочки (отличительный признак автокумулятивных струй, наиболее быстро эволюционирующих элементов изучаемых течений) формируются непосредственно в толще непрерывно стратифицированной жидкости [9].

В течение одного периода плавучести первичный вихрь сплюсывается и образует область частично перемешанной жидкости, контактирующей с верхним полюсом шара (фиг. 1, б). Над ним вследствие осцилляций столба жидкости около пускового механизма образуется нерегулярная частично перемешанная область. Пленка стекающей жидкости трансформируется в кольцевой вихрь, расположенный в плоскости главного диаметра шара.

Под шаром на фиг. 1, б располагается быстро движущаяся автокумулятивная струя, нижняя часть которой является мгновенным источником нестационарных волн с полу-длиной $\lambda/2 = 3.7$ см.

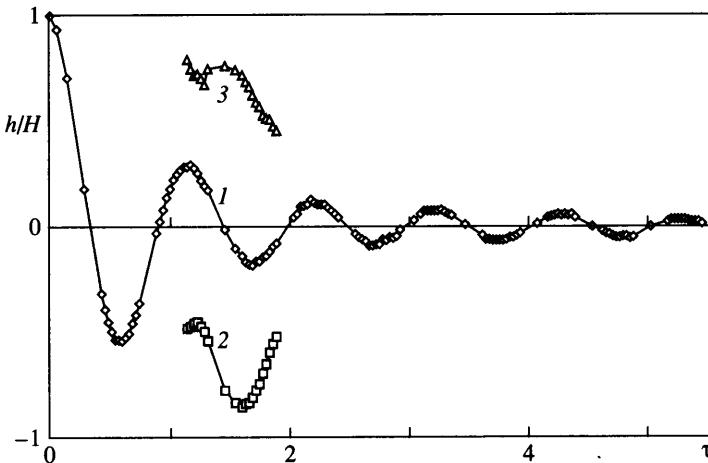
К этому моменту все поле зрения оказывается заполненным внутренними волнами, которые разделены на две системы, расположенные выше и ниже диаметральной плоскости шара. В верхнем полупространстве, там, где действует несколько источников – шар, эволюционирующий кольцевой вихрь, область перемешанной жидкости – волновая картина сложная и нерегулярная. В нижней половине отчетливо выражены две группы волн – примыкающие к автокумулятивной струе и более низкочастотные в центральной области.

Фазовые поверхности практически всех визуализированных внутренних волн связаны с областью формирования. Неравномерность освещенности вдоль гребней и впадин волн визуализирует картину интерференции волн от протяженного источника. Наблюдения видеофильмов свидетельствуют, что в течение нескольких периодов плавучести все видимые волны распространяются от источника, т.е. отраженные волны длительное время (более пяти периодов плавучести) не регистрируются теневым прибором. Подобный эффект наблюдается во многих экспериментах с внутренними волнами и обусловлен сильной дисперсией трехмерных волн, фазовые поверхности которых имеют коническую или гиперболическую формы. Вследствие дисперсии при отражении сохраняется частота, но изменяется длина волны. В групповой скорости отраженной волны присутствует компонента, направленная от источника, поэтому волны могут вернуться в область генерации только после нескольких отражений. На отражающих поверхностях формируются пограничные слои и дополнительные течения, поскольку внутренняя поверхность бассейна шероховатая. Все указанные факторы ведут к уменьшению коэффициента отражения и объясняют отсутствие отраженных волн на приводимых фотографиях.

После трех осцилляций шар оказывается окруженным облаком тонкоструктурированной жидкости в поле внутренних волн (фиг. 1, в). Однако сложная пространственная картина медленно меняется со временем по всему полю наблюдений. Углы наклона фазовых поверхностей внутренних волн, образующих типичную интерференционную картину в верхней части изображения, лежат во всем диапазоне $-\pi/2 < \theta < \pi/2$, т.е. здесь представлены волны всех доступных частот $0 < \omega < N$ с полуудлинной волны $\lambda/2 = 2.4$ см. В нижней части изображения волны имеют большую длину ($\lambda/2 = 3$ см) и выраженную частоту $\omega = 0.47 \text{ с}^{-1}$.

Мелкомасштабные возмущения в окрестности шара достаточно быстро вырождаются в слоистые структуры. Вся область частично перемешанной жидкости начинает излучать нестационарные внутренние волны большой длины, фазовые поверхности которых изрезаны мелкомасштабными возмущениями (фиг. 1, г). В непосредственной окрестности тела темные тонкие полосы расположены практически вертикально, т.е. колебания происходят с частотой плавучести. В дальнейшем тонкоструктурные возмущения сглаживаются, а внутренние волны плавно затухают.

Нормированная на начальную высоту падения зависимость смещения центра шара от безразмерного времени $\tau = t/T_b$, приведенная на фиг. 2, быстро убывает на начальном этапе формирования внутренних волн и более медленно – на завершающей стадии, где колебания поддерживаются быстрыми автокумулятивными струями. Первая осцилляция более медленная, чем остальные, период которых всего на несколько процентов



Фиг. 2. Положение центра шара (кривая 1) и кромки первой автокумулятивной струи в системе координат, связанной с жидкостью (2) и с шаром (3): $D = 4.5$ см, $H = 8.2$ см, $T_b = 7$ с

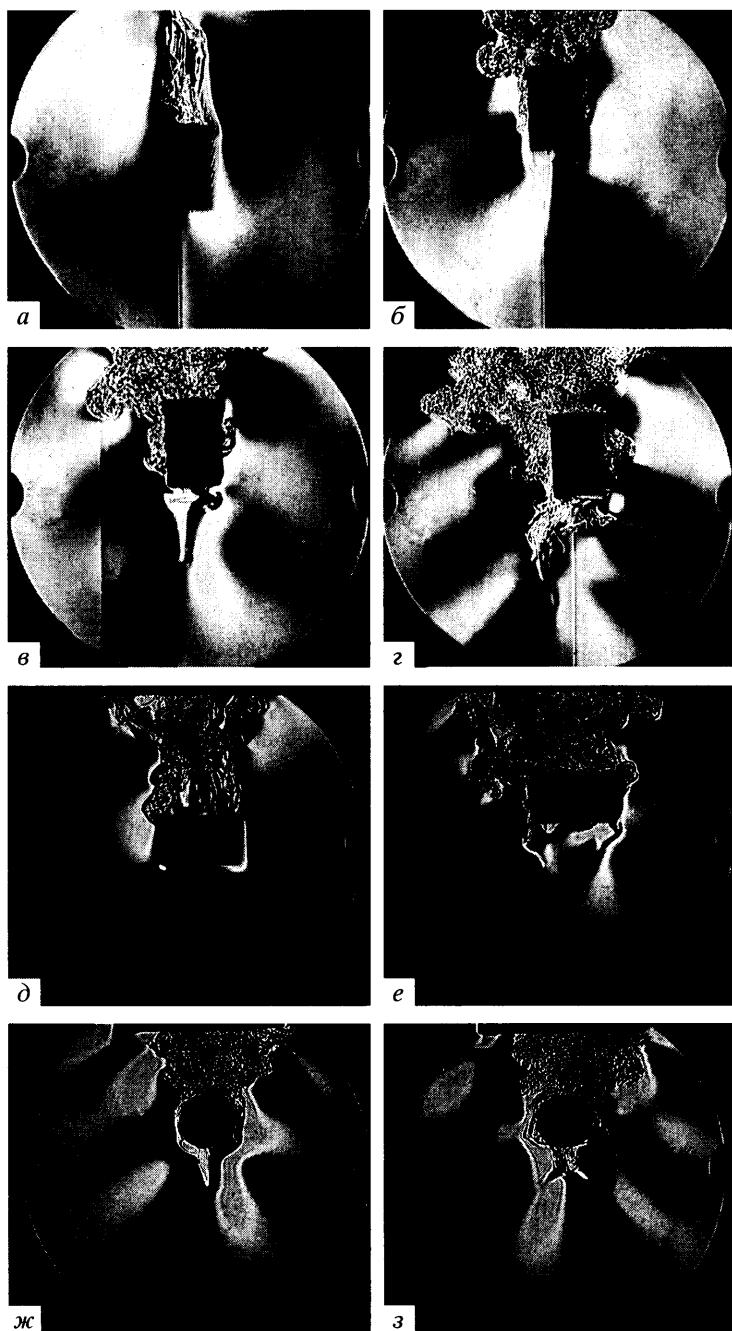
превышает период плавучести. В модели идеальной жидкости такая периодограмма соответствует присоединенной массе $m_0 = 44$ г. Период последующих осцилляций T достигает T_b , т.е. присоединенная масса стремится к нулю $m_0 \approx 0$, что качественно согласуется с результатами [16] при частоте вынужденных колебаний сферы, близкой к частоте плавучести.

Набор структурных элементов в картине течений, возникающей при осцилляциях короткого вертикального цилиндра с плоскими торцами (фиг. 3), богаче, чем около шара (фиг. 1), и существенно зависит от его ориентации. Около цилиндра, погружающегося торцем вниз, отрывающийся вихрь быстро теряет свою устойчивость и трансформируется в нерегулярную структуру. В волновой картине выражены конические нестационарные возмущения, обусловленные началом движения или вытеснением жидкости передней кромкой тела.

На начальной фазе движения метод ножа Фуко визуализирует последовательность регулярных полосчатых структур в пограничном слое на боковой поверхности цилиндра (фиг. 1, а). Общая ширина слоя, заполненного полосчатыми структурами в момент образования, составляет 6 мм, затем постепенно уменьшается. Толщина каждого элемента (полоски) не превышает 3 мм. Угол наклона полосок относительно вертикальной оси у всех элементов одинаков и в момент образования составляет 18° , с ростом скорости тела он уменьшается до 14° .

Несмотря на малые размеры, полосчатые структуры достаточно устойчивы. Они сохраняются у боковой поверхности цилиндра в окрестности нижней точки поворота и некоторое время в фазе последующего всплытия. При этом внутренние концы полосок оказываются фиксированными относительно боковой поверхности цилиндра, а внешние движутся вместе с окружающей жидкостью, поэтому положение полосчатых структур быстро меняется в окрестности точек поворота траектории.

На погружающемся цилиндре внешние концы линейчатых полосок расположены выше внутренних, примыкающих к телу. В начале фазы всплытия цилиндра тонкие структуры пограничного слоя приобретают серповидную форму, угол их наклона вблизи тела составляет 90° , на внешних границах – 135° . Спустя доли секунды угол наклона полосок, движущихся в области примыкания вместе с телом, возрастает до 135° , а их



Фиг. 3. Теневые картины течения, индуцированного коротким цилиндром ($D = 3.1$ см, $L = 5.1$ см, $T_b = 10$ с), погружающимся на горизонт нейтральной плавучести: $a-2$ – вертикально ($H = 11.6$ см), $t = 5, 10, 13, 23$ с; $д-з$ – горизонтально; $д-е$ – вид сбоку, $H = 9.5$ см, $t = 7, 13$ с; $ж-з$ – с торца, $H = 8.6$ см, $t = 14, 20$ с

внешних границ – до 160° . Через несколько секунд полосчатые структуры трансформируются в последовательность мелкомасштабных вихрей, вытянутых вдоль поверхности поплавка (фиг. 3, б).

Полосчатые структуры существуют сравнительно короткое время ($\tau < 0.5$) и регистрируются только при первом погружении цилиндра в невозмущенную среду. В дальнейшем медленно распадающиеся вихревые возмущения полностью окружают поплавок, что не позволяет наблюдать вновь образующиеся структуры на боковой поверхности цилиндра.

Ранее полосчатые структуры регистрировались в аэродинамических трубах [17] и стратифицированных бассейнах [18] только в пограничных слоях на плоских горизонтальных поверхностях. Формирование структур на поверхности вертикально движущегося поплавка свидетельствует, что влияние сингулярности передней кромки тела [19] проявляется при различных ориентациях траектории движения относительно линии действия силы тяжести.

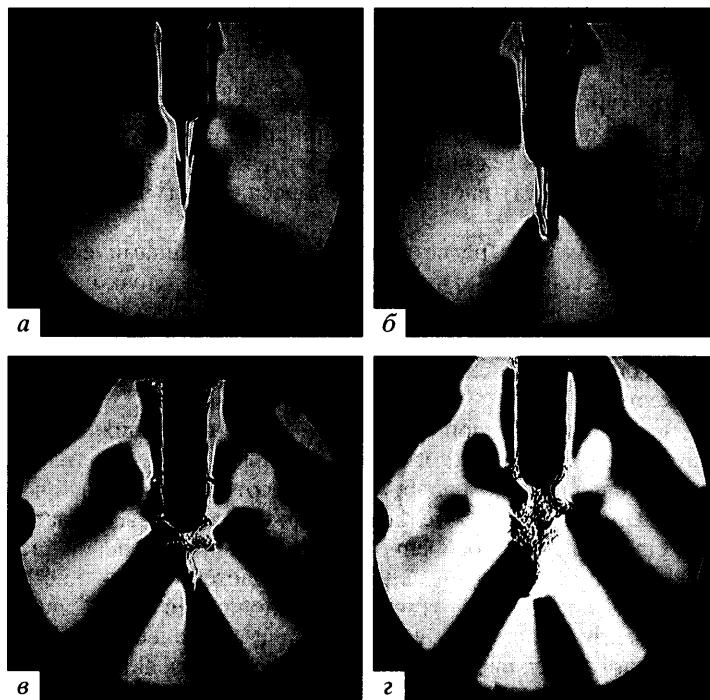
Так же, как и около осциллирующего шара, в окрестности нижней точки поворота вертикального цилиндра образуются осесимметричные автокумулятивные струи, одна из которых расположена под телом на фиг. 3, в. В картине внутренних волн выражены короткие нестационарные волны, обусловленные склонением области частично перемешанной жидкости над телом, особенно ярко выраженные в левой части фиг. 3, г. В нижней части формируются периодические волны с частотой $\omega = 0.55 \text{ c}^{-1}$ и полудлиной $\lambda/2 = 4.6 \text{ см}$, оцениваемой по ширине темных полос в нижней части снимка. В дальнейшем течение вырождается, как и вокруг сферы (фиг. 1). Более подробные параметры движения вертикального цилиндра и положения кончиков автокумулятивных струй приведены в [20].

Изменение ориентации цилиндра наиболее существенно влияет на структуру пограничного слоя и форму автокумулятивных струй. В следе за погружающимся горизонтальным цилиндром отчетливо выражены вихревые системы, сходящие с его торцов (фиг. 3, д). Опережающее возмущение у боковой поверхности цилиндра проявляется слабее (фиг. 3, д), чем около его торца (фиг. 3, а). Автокумулятивная струя при этом распадается на две системы, располагающиеся вблизи кромок тела. Каждая из них порождает собственную систему внутренних волн, в результате чего картина волн под телом становится более сложной (фиг. 3, е). Ранее образование систем трехмерных вихрей – аналогов автокумулятивных струй данного типа – наблюдалось при больших вынужденных осцилляциях протяженных круглых и квадратных стержней [21].

Картина течения около горизонтального цилиндра, продольная ось которого расположена вдоль луча зрения теневого прибора, подобна наблюдаемой около сферы, однако след плотности более компактный и регулярный (фиг. 3, ж). В этой проекции происходит наложение изображений двух автокумулятивных струй с выпуклыми куполами. Ориентация тонких наклонных полосок в нижней части изображения свидетельствует о начале фазы трансформации оболочек струй из выпуклых в вогнутые (фиг. 3, з) так же, как и в течении под осциллирующим шаром (фиг. 1, б). Кончики автокумулятивных струй порождают семейство нестационарных внутренних волн ($\lambda/2 = 4.2 \text{ см}$, $\omega = 0.48 \text{ c}^{-1}$).

При осцилляциях вертикального цилиндра и сферы близкого диаметра характерное время, по истечении которого магнитуда колебаний не превышает 0.2 см , примерно одинаково и составляет около 15 полных периодов плавучести (или 2.5 мин для стратификации с $T_b = 10 \text{ с}$).

При увеличении удлинения тела (коэффициента ξ) одновременно растут длина и площадь боковой поверхности, удельная масса на единицу площади поперечного сечения, запас доступной потенциальной энергии. Соответственно время от начала движения до полного затухания колебаний увеличивается, тонкоструктурные элементы выражены более отчетливо, например первая автокумулятивная струя в форме копья под всплывающим после прохождения через нижнюю мертвую точку вертикальным цилиндром

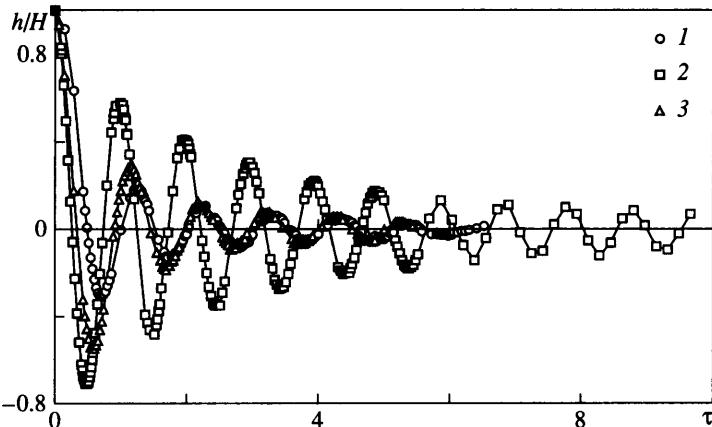


Фиг. 4. Теневые картины течения, индуцированного длинным цилиндром ($D = 2.7$ см, $L = 14.6$ см), погружающимся на горизонт нейтральной плавучести ($T_b = 5.7$ с, $H = 6.12$ см): $a - z - 8, 9, 19, 22$ с

(фиг. 4, а). В этой фазе нестационарные волны контактируют непосредственно с нижней кромкой цилиндра (светлые и темные изогнутые полосы). В течение короткого времени (менее 1 с) автокумулятивная струя наполняется менее соленой жидкостью с вышележащего горизонта (фиг. 4, б) и приобретает форму, аналогичную показанной на фиг. 1 и 3.

Возникающий при погружении новый пограничный слой вытесняет на периферию течения ранее сформировавшуюся в фазе всплытия высокоградиентную оболочку – внешнюю часть предыдущего пограничного слоя и частично собирает ее в кольцевые складки (фиг. 4, б, в). Отошедшие части пограничных слоев в дальнейшем осциллируют с частотой плавучести. Групповая скорость возникающих при этом возмущений равна нулю, а длина определяется вязкостью среды так же, как около плотностной метки (свободно падающего кристаллика соли, оставляющего за собой плотностной след [14]). На существование таких колебаний указывают протяженные темные и светлые полосы, примыкающие к боковой поверхности цилиндра, положение которых меняется со временем (темная справа и светлая слева на фиг. 4, б, и наоборот, темная слева и светлая справа на фиг. 4, в).

Между телом и кончиком автокумулятивной струи находится нестационарная внутренняя волна с частотой $\omega = 0.73$ с⁻¹. Торец автокумулятивной струи начинает формировать собственную систему волн, которым соответствуют темные и светлые полосы в нижней части фиг. 4, б. Со временем основными становятся излучаемые волны с частотой $\omega = 0.79$ с⁻¹ и длиной волны $\tau = 5.8$ см. Период осцилляций цилиндра при $\tau > 4$ на 3% меньше периода плавучести, как и в случае осцилляций сферы [10].



Фиг. 5. Осцилляции тел нейтральной плавучести: 1, 2 – вертикальные цилиндры, 1 – короткий ($D = 3.1$ см, $L = 5.1$ см, $T_b = 5.8$ с, $H = 6.7$ см); 2 – длинный ($D = 2.5$ см, $L = 14.5$ см, $T_b = 7$ с, $H = 11$ см); 3 – шар ($D = 4.5$ см, $T_b = 7$ с, $H = 8.2$ см)

В приближении идеальной жидкости период осцилляций шара с учетом присоединенной массы составляет $T = \sqrt{3/2} T_b \approx 1.22 T_b$ [6], что не согласуется с приведенными результатами ($T_s = T_b$). Хотя значения периода осцилляций, рассчитанные с учетом зависимости присоединенной массы от частоты колебаний тела в непрерывно стратифицированной жидкости, лежат ближе к наблюдаемым значениям, отличие также заметно [16]. Поскольку здесь частоты колебаний тел превосходят частоту плавучести, присоединенная масса должна принимать отрицательные значения. Физически повышение частоты осцилляций обусловлено взаимодействием тела с порождаемыми им возмущениями, включающими быстрые автокумулятивные струи, собственные колебания жидкости в его окрестности, уходящие внутренние волны.

Из рассмотрения сводного графика осцилляций тел различной формы следует, что наименьшим периодом характеризуются движения вытянутого тела. Во всех случаях среднее положение центра масс тела находится выше горизонта нейтральной плавучести и медленно приближается к нему со временем. Частоты осцилляций шара и короткого цилиндра практически совпадают, у тела с плоскими торцами быстрее затухают амплитуды первых смещений (фиг. 5). Вытянутый цилиндр осциллирует с более высокой частотой, чем короткий.

Заключение. Проведенные опыты показывают, что основные элементы картины течения: внутренние волны, спутный след с донными и отрывающимися вихрями, пограничные слои и автокумулятивные струи, выделенные при наблюдении осцилляций шара, – регистрируются и при свободных колебаниях цилиндров нейтральной плавучести с плоскими и закругленными торцами. Траектории движения всех тел являются гладкими, центры их масс совершают затухающие колебания около плавной кривой, медленно приближающейся сверху к линии уровня нейтральной плавучести. Период осцилляций у вытянутого цилиндра несколько меньше, чем у короткого или у шара, и на больших временах меньше периода плавучести на 3%.

Картина периодических движений в жидкости достаточно сложна и включает колебания жидкости с частотой плавучести непосредственно около вертикального цилиндра и семейство уходящих внутренних волн. Излучаемые волны порождаются несколькими источниками: начальным импульсом движения тела, кончиками автокумулятивных струй и всей областью неволновых возмущений в окрестности тела, в которой градиент

плотности отличается от исходного. Различные источники порождают группы волн, различающиеся частотой, длиной, направлением распространения, которые формируют сложную и изменчивую интерференционную картину. Относительные частоты наиболее энергонесущих волн лежат в диапазоне $0.57 < \omega/N < 0.95$, их длины равны в среднем 6 см и определяются вертикальным размером области формирования (на поздних стадиях размером всей области неволновых возмущений).

Помимо волн наблюдается семейство сингулярных компонент течения, включающее пограничные слои и высокоградиентные прослойки, формирующие тонкую структуру среды. Параметры тонкой структуры: размеры, расположение, степень выраженности ее отдельных элементов – зависят от формы и характера движения тела.

Проведенные опыты показывают, что гладкость кривой смещений центра масс при колебаниях тел нейтральной плавучести не отражает сложность картины течения, возникающего как вблизи тела, так и вдали от него, в области распространения нестационарных и периодических внутренних волн. Данная задача нуждается в более углубленном теоретическом анализе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российской академии наук (Программа Президиума РАН “Поддержка молодых ученых” на 2005 г., Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН “Динамика и акустика неоднородных жидкостей, газожидкостных смесей и супензий”, РФФИ, № 05-05-64090, 05-01-00154).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ньюмен Дж. Морская гидродинамика. Л.: Судостроение, 1985. 367 с.
2. Пыльнев Ю.В., Разумеенко Ю.В. Исследование затухающих колебаний глубокопогруженного поплавка специальной формы в однородной и стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МТТ. 1991. № 4. С. 71–79.
3. Project “Argo” // <http://www.argo.ucsd.edu/>.
4. Сременский Л.Н. Теория волновых движений в жидкости М.: Наука. 1977. 816 с.
5. Акуленко Л.Д., Нестеров С.В. Колебания твердого тела на поверхности раздела двух жидкостей // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. № 5. С. 34–40.
6. Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред. М.: Наука. 1982. 335 с.
7. Larsen L. H. Oscillations of a neutrally buoyant sphere in a stratified fluid // Deep Sea Res. 1969. V. 16. № 6. P. 587–603.
8. Cairns J., Munk W., Winant C. On the dynamics of neutrally buoyant capsules an experimental drop in Lake Tahoe // Deep Sea Res. 1979. V. 26A. № 4. P. 369–381.
9. Чашечкин Ю.Д., Левицкий В.В. Гидродинамика свободных колебаний сферы на горизонте нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированной жидкости // Доклады АН. 1999. Т. 364. № 1. С. 52–56.
10. Левицкий В.В., Чашечкин Ю.Д. Свободные колебания тела нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированной жидкости // Изв. АН. МЖГ. 1999. № 5. С. 39–52.
11. Chashechkin Yu.D., Levitskiy V.V. Pattern of Flow around a Sphere Oscillating an Neutrally Buoyancy Horizon in a Continuously Stratified // J. Visualization. 2003. V. 6 № 1. P. 59–65.
12. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Структура течения, индуцированного диффузией, около сферы в непрерывно стратифицированной жидкости // Докл. РАН. 2005. Т. 401. № 5. С. 613–618.
13. Чашечкин Ю.Д., Кистович А.В. Классификация трехмерных периодических движений в жидкости // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 1. С. 55–58.
14. Смирнов С.А., Чашечкин Ю.Д., Ильиных Ю.С. Высокоточный метод измерения профиля периода плавучести // Измерит. техника. 1998. № 6. С. 15–18.
15. Тришин Ю.А. Физика кумулятивных процессов. Новосибирск: Изд. ИГиЛ СО РАН, 2005. 324 с.

16. *Ermanyuk E.V., Gavrilov N.V.* Force on a body in a continuously stratified fluid. Part 2. Sphere. // *J. Fluid Mech.* 2003. V. 494. P. 33–50.
17. *Сбоев Д.С., Грек Г.Р., Козлов В.В.* Об особенностях внутреннего строения “полосчатых структур” // *Теплофизика и аэромеханика*. 1999. № 3. С. 379–390.
18. *Chashechkin Yu.D., Mitkin V.V.* A visual study on flow pattern around the strip moving uniformly in a continuously stratified fluid // *J. Visualization*. 2004. V. 7. № 2. P. 127–134.
19. *Чашечкин Ю. Д., Бардаков Р.Н.* Двумерные присоединенные внутренние волны и сопутствующие пограничные слои // *Докл. РАН*. 2004. Т. 396. № 6. С. 813–818.
20. *Чашечкин Ю.Д., Приходько Ю.В.* Структура течений, образующихся при свободных колебаниях цилиндра на горизонтах нейтральной плавучести в непрерывно стратифицированной жидкости // *Докл. РАН*. 2006. Т. 407. № 5.
21. *Honji H.* Streaked flow around an oscillating circular cylinder // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 107. P. 509–520.

Москва

Поступила в редакцию
10.II.2006