

## ДРЕЙФ И КАЧКА ВЕРТИКАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА НА ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ

УДК 532.59

В. И. Букреев, А. В. Гусев, Е. В. Ерманюк

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,  
630090 Новосибирск

В корабельной гидродинамике большое внимание уделяется поведению плавающего тела на поверхностных волнах, но сравнительно мало научных исследований посвящено задаче о движении погруженного тела нейтральной плавучести под действием внутренних волн в устойчиво стратифицированной по плотности жидкости. Эта задача имеет ряд особенностей, обусловленных тем, что в практически важных условиях восстанавливающая сила плавучести относительно невелика.

Данная работа является продолжением [1] и имеет своей целью пополнить экспериментальную информацию о дрейфе и качке тела на внутренних волнах. Здесь, как и в [1], рассматриваются дрейф и качка одного из простейших двухпараметрических тел — отрезка цилиндра. Основное отличие состоит в том, что в состоянии покоя продольная ось цилиндра ориентирована вертикально, а не горизонтально. Полученная теоретически и экспериментально информация о поведении вертикально ориентированного удлиненного тела на внутренних волнах содержится в [2–6].

**Постановка задачи.** Бассейн с горизонтальным дном заполнен на глубину  $H$  устойчиво стратифицированной жидкостью. Имеются слой с постоянной плотностью  $\rho_1$  у дна бассейна, слой с постоянной плотностью  $\rho_2 < \rho_1$  у свободной поверхности и промежуточный слой с характерной толщиной  $4\delta$ , в котором плотность  $\rho$  плавно меняется от  $\rho_1$  до  $\rho_2$ . Используется условное понятие границы раздела: это та поверхность, на которой  $\rho = \rho_0 = (\rho_1 + \rho_2)/2$ . В состоянии покоя граница раздела расположена при  $z = z_0$ , где  $z$  — вертикальная координата, отсчитываемая вверх от дна бассейна. Термин волна далее применяется для отклонения границы раздела от положения равновесия.

В опытах изменение плотности было небольшим: параметр  $\varepsilon = (\rho_1 - \rho_2)/\rho_2 = 0,5\%$ . Для рассматриваемых далее эффектов существенны еще два параметра: ускорение силы тяжести  $g$  и коэффициент кинематической вязкости жидкости  $\nu$ . Значение  $\nu$  в этих опытах менялось по глубине не более чем на 3%. Такое слабое изменение не приводило к существенным эффектам, и при интерпретации результатов опытов значение  $\nu$  можно считать постоянным.

Основные параметры цилиндра — диаметр  $D$ , длина  $l$  и собственный главный момент инерции относительно поперечной оси  $I$ . Важную роль играют также заглубление центра тяжести под границу раздела  $h$  и метacentрическая высота  $e$ , т. е. расстояние между центром тяжести и точкой приложения сил давления в состоянии покоя.

В опытах с помощью волнопродуктора в бассейне возбуждались плоские прогрессивные бегущие волны, которые с течением времени становились стационарными в том смысле, что распространялись с постоянной скоростью, не меняя своей формы. В пределах точности приводимых далее результатов можно считать, что в стационарном режиме волны были синусоидальными. Их основные параметры — круговая частота  $\Omega$  и амплитуда  $a$ . Длина волны формировалась самой динамической системой и в первом приближении была связана с  $\Omega$  дисперсионным соотношением линейной теории.

В конце бассейна, противоположном от волнопродуктора, располагался волногаситель в виде наклонной пластины. В рассмотренном диапазоне длин волн коэффициент отраже-

ния от волногасителя не превышал 0,05. Кроме того, волны были короткими и заметно вырождались из-за вязкости. Поэтому в окрестности цилиндра отраженные волны примерно на два порядка слабее основных. Вязкость жидкости быстро гасила вторую моду и более высокие моды собственных колебаний, возбуждаемых волнопродуктором. В результате с погрешностью не более 5 % параметры волн в окрестности цилиндра соответствовали первой внутренней моде собственных колебаний жидкости.

Из-за нелинейных эффектов, перемешивания волнопродуктором и трения жидкости о стенки имели место вторичные течения в бассейне, усиливающиеся со временем. В стратифицированной жидкости процесс развития вторичных течений медленный и носит сложный характер. Сначала эти течения замыкаются в основном у торцевых стенок и лишь постепенно охватывают и середину бассейна. При проведении опытов скорости вторичных течений в окрестности цилиндра были порядка 0,005 см/с.

Стратификация по плотности создавалась добавлением глицерина в воду. Коэффициент молекулярной диффузии глицерина в воде мал (порядка  $4 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с). В результате за время одной серии опытов профиль плотности практически не изменялся.

Дополнительные детали методики проведения опытов приведены в [1]. Параметры  $H = (42,3 \pm 0,1)$  см,  $z_0 = (26,2 \pm 1,2)$  см,  $\varepsilon = 0,005 \pm 0,00005$ ,  $\delta = (2,5 \pm 0,1)$  см,  $D = 4$  см,  $e = (0,01 \pm 0,001)$  см,  $I = (2700 \pm 100)$  г · см<sup>2</sup>,  $\nu = (0,0100 \pm 0,0001)$  см<sup>2</sup>/с были закреплены. Выполнены две серии опытов с  $h = (6,3 \pm 0,05)$  см (серия 1) и  $(1,1 \pm 0,05)$  см (серия 2). В первой серии  $l = (19,35 \pm 0,05)$  см, во второй  $l = (18,95 \pm 0,05)$  см. За счет изменения  $l$  и достигнута вариация  $h$ . При этом параметры  $I$  и  $e$  изменялись в указанных выше пределах.

Выполнены вспомогательные опыты со свободными колебаниями цилиндра в отсутствие волн. Найдено, что в обеих сериях опытов собственные частоты были практически одинаковы и равны  $(0,45 \pm 0,01)$  и  $(0,35 \pm 0,01)$  рад/с для вертикальных и угловых колебаний соответственно. В основных опытах частота и амплитуда волн варьировались в следующих диапазонах:  $0,247 \leq \Omega \leq 0,616$  рад/с,  $0,47 \leq a \leq 1,75$  см в первой серии и  $0,140 \leq \Omega \leq 0,559$  рад/с,  $0,78 \leq a \leq 1,88$  см во второй.

Всего выполнено 25 опытов, результаты каждого из которых можно рассматривать как частное решение задачи. Основная изучаемая величина — перемещение цилиндра. Перемещение регистрировалось киносъемкой с частотой один кадр в секунду. Для снижения погрешности из-за оптических искажений использовалась координатная сетка, расположенная в жидкости на расстоянии около 2 см от траектории цилиндра. Такой прием оказался возможным, потому что траектория цилиндра была плоской. Для разных характеристик перемещения среднеквадратичная мера погрешности измерений лежала в пределах  $2 \div 5$  %. Помимо перемещений визуально наблюдались особенности течения жидкости в окрестности цилиндра и обратное влияние цилиндра на волны. Для этого слой жидкости толщиной около 1,5 см в окрестности линии  $\rho = \rho_0$  окрашивался чернилами.

В условиях проведения опытов движение цилиндра на плоских волнах было также плоским, и из шести степеней свободы реализовывались только три: продольное перемещение, вертикальная качка и угловая качка в плоскости, перпендикулярной фронту волны. Продольное перемещение имело постоянную составляющую (дрейф). Вертикальная качка носила характер колебаний около исходного положения равновесия. При угловой качке цилиндр в среднем отклонялся от вертикали.

В [1] замечено, что в процессе выхода на установившийся режим движения может иметь место среднее перемещение горизонтального цилиндра навстречу волне. Для вертикального цилиндра такой эффект не наблюдался, и среднее продольное перемещение происходило только в направлении распространения волны.

Средний угол наклона оси дрейфующего цилиндра к вертикали зависит от многих факторов и трудно предсказуем. В изученном диапазоне параметров верхний торец ци-

cylinder end?

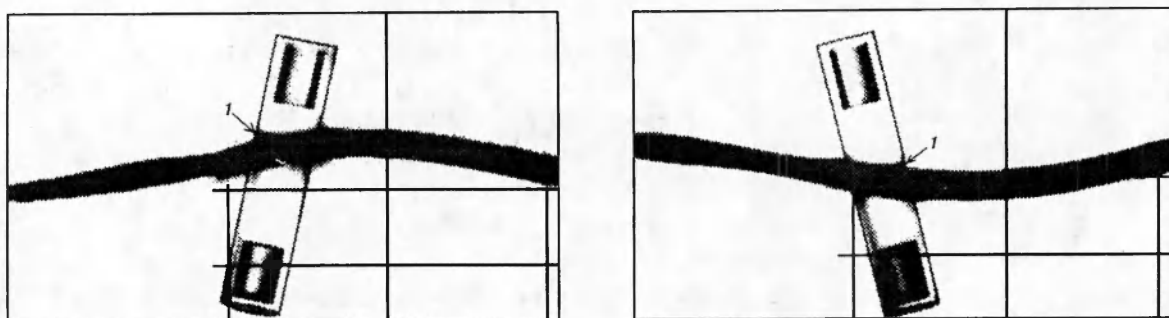


Рис. 1

линдра располагался в среднем впереди нижнего торца.

В окрестности цилиндра происходят существенные изменения поля скорости в волне. На рис. 1 приведены фотоснимки двух типичных положений цилиндра на внутренней волне, распространяющейся справа налево. В набегающей волне границы окрашенной прослойки колеблются синфазно, что характерно для первой собственной моды колебаний жидкости. В окрестности цилиндра такая синфазность нарушается, и появляются характерные для второй моды утолщения и утоньнения прослойки. Это означает, что цилиндр (как и любое другое препятствие) возбуждает высшие моды колебаний стратифицированной жидкости.

На цилиндре образуются динамический и диффузионный пограничные слои, помеченные цифрой 1. Обращает на себя внимание факт значительного сдвига по фазе между колебаниями жидкости и цилиндра. При дрейфе цилиндра в следе за ним образуются вихревые структуры.

На рис. 2 приведены графики волны  $\eta$ , угловой качки  $\psi$ , продольных перемещений  $\xi$  и вертикальных колебаний  $\zeta$  геометрического центра цилиндра в одном из опытов первой серии. Используется неподвижная система координат, начало которой расположено в некоторой точке дна бассейна. Ось  $x$  ориентирована в направлении распространения волны. За начало отсчета времени  $t$  принят момент включения волнопродуктора. Величина  $\tau$  на рис. 2 связана с  $t$  соотношением  $\tau = t - t_0$ , где  $t_0 = \text{const}$ . Значение  $t_0$  взято достаточно большим (больше пяти периодов волны), когда волна и перемещения цилиндра приняли установившийся характер. Величины  $\xi$  и  $\zeta$  связаны с  $x$  и  $z$  соотношениями  $\xi = x - x_*$ ,  $\zeta = z - z_*$  ( $x_*$ ,  $z_*$  и  $x_*^0$ ,  $z_*^0$  — координаты центра цилиндра в момент времени  $t$  и  $t = t_0$ ). Волна  $\eta(\tau)$  зарегистрирована в поперечном сечении бассейна  $x = x_*^0$ .

Из-за продольного дрейфа цилиндра частота его колебаний  $\Omega^*$  меньше частоты волны  $\Omega$  в неподвижной системе координат. В рассматриваемом примере  $\Omega = 0,532$  рад/с,  $\Omega^* = 0,498$  рад/с. Тангенс угла наклона прямой 1 на рис. 2 равен средней скорости дрейфа  $V$ . В данном примере  $V = 0,31$  см/с и имеет наибольшее значение для всех полученных частных решений. Смещение линии 2 на рис. 2 по отношению к оси  $\tau$  равно среднему углу наклона продольной оси цилиндра к вертикали, в этом примере он равен  $0,025$  рад. Колебания цилиндра значительно отстают от волны по фазе. В частности, для вертикальных и угловых колебаний отставание по фазе близко к  $\pi/2$ .

В океанологии вертикальный отрезок цилиндра используется в качестве носителя сигнальной и измерительной аппаратуры (например, вежа Фруда). В этом случае желательно, чтобы перемещения цилиндра были как можно меньше. Полученные данные позволяют проанализировать влияние отдельных параметров на перемещение.

На рис. 3 иллюстрируется влияние  $\Omega$  на средний дрейф. Приведены зависимости  $\zeta(\xi)$  в неподвижной системе координат при  $\Omega = 0,532$  рад/с (длина волны  $\lambda = 41$  см),  $a = 0,75$  см

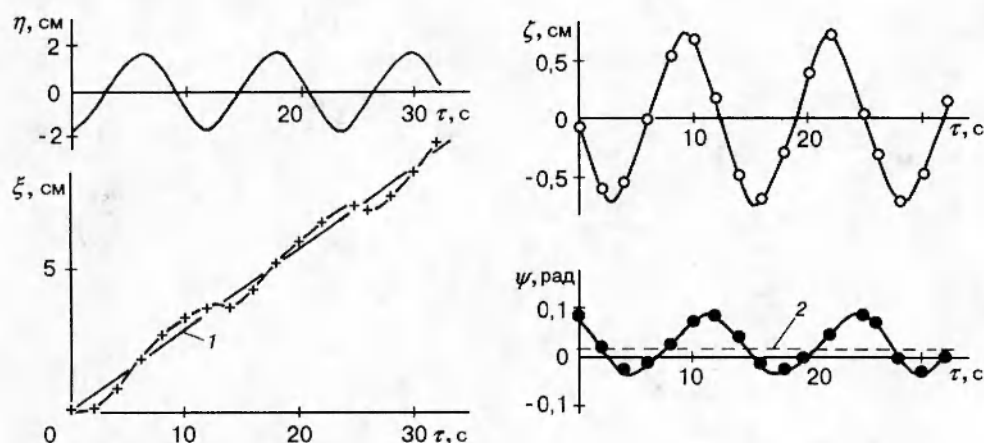


Рис. 2

(рис. 3, а) и при  $\Omega = 0,331$  рад/с,  $\lambda = 140$  см,  $a = 0,41$  см (рис. 3, б) из первой серии опытов. Продолжительность наблюдения в первом случае 32 с, во втором 42 с. Режим движения установившийся. В этом примере уменьшение  $\Omega$  в 1,6 и  $a$  в 1,8 раза привело к уменьшению дрейфа более чем в 10 раз.

Следует отметить, что в рассматриваемых опытах способ генерации волн был таким, что одновременно с частотой менялась и амплитуда волны. Чтобы изучить влияние этих параметров порознь, выполнены специальные опыты, в которых частота закреплялась, а амплитуда варьировалась. Найдено, в частности, что в окрестности указанной в примере частоты скорость дрейфа пропорциональна  $(a/D)^{0,8}$ , т. е. существенное уменьшение дрейфа было обусловлено главным образом изменением длины волны.

На практике длина волн превышает диаметр цилиндра, средний дрейф незначителен, и важно уменьшить амплитуду горизонтальных колебаний. В этом отношении выгодно уменьшать  $h$ . На рис. 4 сравниваются две траектории центра тяжести тела в подвижной системе координат, перемещающейся в направлении распространения волны с постоянной скоростью дрейфа  $V$ . Линия 1 получена в первой серии опытов при  $\Omega = 0,331$  рад/с,  $\lambda = 140$  см,  $a = 0,41$  см, а 2 — во второй серии опытов при  $\Omega = 0,321$  рад/с,  $\lambda = 143$  см,  $a = 0,48$  см. В этом примере скорость дрейфа мала:  $V \approx 0,008$  см/с для обеих линий. Можно видеть, что уменьшение  $h$  в 5,7 раза привело к уменьшению амплитуды горизонтальных колебаний примерно в 5 раз.

Интересен характер траекторий в подвижной системе координат. При большом  $h$  они похожи на эллипс, а при малом имеют вид фигуры Лиссажу с одним или более узлами. Характер траектории 2 на рис. 4 свидетельствует о существовании нелинейного эффекта

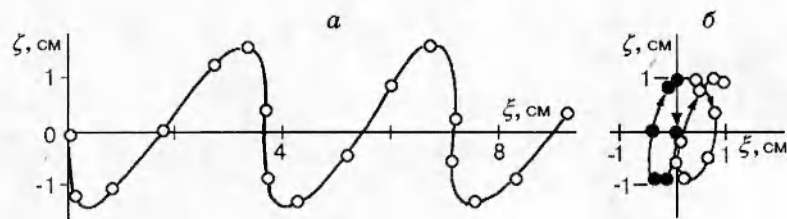


Рис. 3

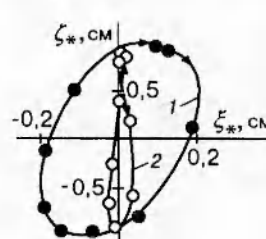


Рис. 4

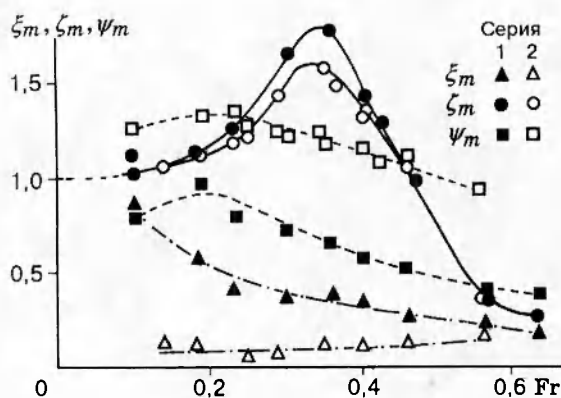


Рис. 5

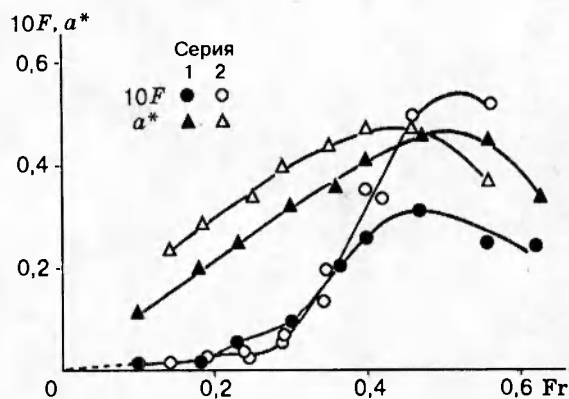


Рис. 6

удвоения частоты горизонтальных колебаний по сравнению с частотой волны. Фигура Лиссажу с двумя узлами зарегистрирована во второй серии опытов при  $\Omega = 0,582$  рад/с,  $\lambda = 41,3$  см,  $a = 0,94$  см. При уменьшении  $h$  растет амплитуда угловых колебаний. Однако измерительную аппаратуру можно разместить в центре цилиндра.

Даже при очень малом отношении  $e/l$  ( $e/l = 0,0005$ ), имевшем место в опытах, угловые колебания были устойчивыми и сравнительно небольшими. Наибольшая амплитуда угловых колебаний, равная  $0,239$  рад, зарегистрирована в опыте, условия которого даны при описании линии 2 на рис. 4.

Более полная информация об амплитудах колебаний по различным степеням свободы и о скорости дрейфа приведена на рис. 5 и 6, где  $Fr = (2 + \varepsilon)D\Omega^2/\varepsilon g$ ,  $\xi_m$  и  $\zeta_m$  — амплитуды горизонтальных и вертикальных колебаний, отнесенные к амплитуде волны  $a$ ,  $\psi_m$  — амплитуда угловой качки, отнесенная к крутизне волны  $2\pi a/\lambda$ ,  $F = V\Omega/\varepsilon g$ ,  $a_* = a/D$ .

Амплитуды вертикальных и угловых колебаний имеют максимумы на соответствующих собственных частотах. Основной максимум скорости дрейфа расположен на более высокой частоте. Теоретически возможны экстремумы скорости дрейфа и на более низких частотах (т. е. на более длинных волнах). Это связано со сложной зависимостью силы сопротивления цилиндра от скорости его обтекания жидкостью. Сила сопротивления имеет две составляющие. Одна из них обусловлена вязкостью жидкости, а вторая тем, что цилиндр сам генерирует внутренние волны. В определенных условиях каждая из этих составляющих может резко измениться. В частности, в опытах было замечено, что цилиндр может генерировать расходящиеся волны, наложенные на основную волну. Такие волны образуются тогда, когда имеют место сверхкритические условия по скорости распространения второй моды собственных колебаний стратифицированной жидкости, а именно: скорость горизонтального перемещения цилиндра оказывается больше скорости распространения второй моды. При переходе через такой критический режим волновое сопротивление цилиндра резко меняется, что служит одной из причин немоного поведения  $V$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда и Правительства России (грант N JHX 100).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Букреев В. И., Гусев А. В., Ерманюк Е. В. Экспериментальное исследование движения погруженного тела на внутренних волнах // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 199–203.

2. **Акуленко Л. Д., Нестеров С. В.** Колебания твердого тела на поверхности раздела двух жидкостей // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. № 5. С. 34–40.
3. **Lay R. Y. S., Lee C. M.** Added mass of a spheroid oscillating in a linearly stratified fluid // Int. J. Eng. Sci. 1981. V. 19, N 11. P. 1411–1420.
4. **Пыльнев Ю. В., Разумеенко Ю. В.** Исследование затухающих колебаний глу-бокопогруженного поплавка специальной формы в однородной и стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МТТ. 1991. № 4. С. 71–79.
5. **Разумеенко Ю. В.** Изменчивость гидрофизических полей Мирового океана и пробле-мы управляемости подводных объектов в реальном океане. Международный симпозиум по гидродинамике судна. С.-Петербург, 1995. С. 275–288.
6. **Emmerhoff O. J., Scalvounos P. D.** The slow-drift motion of arrays of vertical cylinders // J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 31–51.

*Поступила в редакцию 7/VIII 1995 г.,  
в окончательном варианте — 11/X 1995 г.*

---