

УДК 532.59

© 1995 г. В. И. БУКРЕЕВ, А. В. ГУСЕВ, Е. В. ЕРМАНЮК

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПОГРУЖЕННОГО ТЕЛА НА ВНУТРЕННИХ ВОЛНАХ

Задача о движении надводного корабля или погруженного тела под воздействием волн, распространяющихся по свободной поверхности однородной жидкости, послужила объектом многих научных исследований. Отметим классические работы [1, 2], а также экспериментальное исследование [3], которое является ближайшим аналогом данной работы. Более сложная задача о поведении тела на внутренних волнах в стратифицированной по плотности жидкости привлекла к себе внимание недавно, и публикации [4—11] дают достаточно полное представление о полученной к настоящему времени информации. Из них только [9—11] содержат экспериментальные данные.

Со стратификацией по плотности связан ряд особенностей задачи. Во-первых, в непрерывно стратифицированной жидкости имеется безграничное множество собственных мод колебаний. Во-вторых, для практически важных условий существенное значение имеют два сравнимых по порядкам величин малых параметра: характерная разность плотностей и вязкость жидкости. При этом важную роль может играть также еще один малый параметр: коэффициент диффузии той субстанции (тепла или соли), которая вызывает изменение плотности несжимаемой жидкости [12]. В-третьих, существенно влияние нелинейности. Эти особенности обуславливают особый интерес задачи для общей физики колебаний и волн.

В данной работе экспериментально изучено движение свободного погруженного тела на внутренних волнах при слабой стратификации с резко выраженным пикноклином. Чтобы упростить интерпретацию физических эффектов и задачу тестирования соответствующих математических моделей, использовалось тело одной из простых двухпараметрических форм: отрезок цилиндра.

Опыты проводились на установке, схематически показанной на фиг. 1. Бассейн длиной 4,5 м и шириной 0,2 м заполнялся слоем слабого раствора глицерина в воде с плотностью ρ_1 , а поверх него слоем дистиллированной воды с плотностью $\rho_2 = 0,998 \text{ г/см}^3$. Относительная разность плотностей $\epsilon = (\rho_1/\rho_2) - 1 = 0,005$. Вязкости в слоях отличались не более чем на 3%. В невозмущенном состоянии жидкость покоилась. Коэффициент диффузии глицерина в воде мал (порядка $0,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$), поэтому до и после проведения отдельной серии опытов стратификация практически оставалась неизменной.

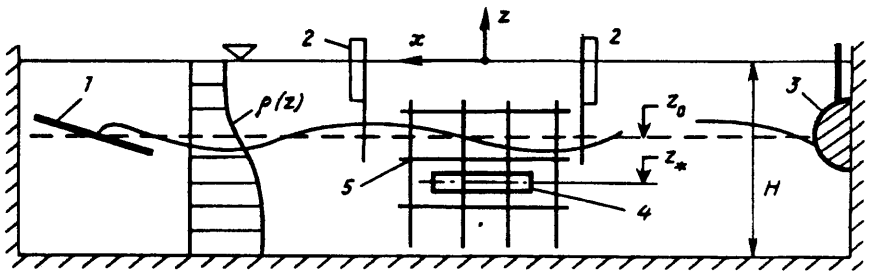
Далее используются неподвижная и подвижная системы координат. Оси x, z неподвижной системы показаны на фиг. 1. Подвижная система имела ту же ориентацию осей ξ, ζ и перемещалась в направлении распространения волны со средней скоростью перемещения тела U . Начало подвижной системы связано со средним положением геометрического центра тела.

Распределение плотности по глубине измерялось датчиками электрической проводимости и хорошо аппроксимировалось формулой

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 - \frac{\epsilon}{2 + \epsilon} \operatorname{th} \frac{z - z_0}{2\delta} \right), \quad \rho_0 = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$$

где z_0 — то значение z , при котором $\rho = \rho_0$, δ — параметр, характеризующий толщину пикноклина.

Волны в опытах были плоскими. Они генерировались полуцилиндром \mathcal{J} на фиг. 1, совершавшим синусоидальные колебания вдоль одной из торцевых стенок бассейна с круговой частотой Ω . У противоположной торцевой стенки располагался волногаситель I . Волны регистрировались датчиками 2 . Термин «волна» и обозначение η используются здесь для описания колебаний в подвижной системе координат той линии равной плотности, на которой $\rho = \rho_0$. Волнопродуктор возбуждал все собственные



Фиг. 1

моды колебаний жидкости, в том числе «нулевую» моду, соответствующую волнам на свободной поверхности. В исследованном диапазоне параметров задачи амплитуда поверхностных волн была пренебрежимо мала, а колебания, соответствующие второй и более высоким внутренним модам, быстро затухали из-за вязкости. В результате в окрестности тела преобладали колебания жидкости, соответствующие первой внутренней моде.

Погруженное тело 4 на фиг. 1 представляло собой отрезок цилиндра диаметром $D = 4$ см и длиной $l = 20$ см и плотностью ρ_2 , такой, что $\rho_2 \leq \rho_2 \leq \rho_1$. В начальном состоянии геометрический центр тела находился на горизонте z_* и продольная ось цилиндра была строго горизонтальной. Центр тяжести тела был ниже геометрического центра примерно на 1 мм. Собственный момент инерции тела относительно главной поперечной оси равнялся 6900 г·см. Перемещения тела регистрировались кинолентой на фоне координатной сетки 5 на фиг. 1. Осуществлялось также визуальное наблюдение движений жидкости и тела.

В рассматриваемой задаче восемь существенных безразмерных параметров. Если использовать $l, T = 2\pi/\Omega$ и ρ_2 в качестве характерных масштабов, то эти параметры таковы:

$$\frac{H}{l}, \frac{z_0}{l}, \frac{z_*}{l}, \frac{\delta}{l}, \frac{a}{l}, \frac{D}{l}, Fr = (2 + \epsilon) \frac{\Omega^2 l}{g}, \beta = l \sqrt{\frac{\Omega}{\nu_2}}$$

где H — общая глубина жидкости, a — амплитуда волны, g — ускорение силы тяжести, ν_2 — кинематический коэффициент вязкости воды, Fr — число Фруда, β — параметр Стокса. Другие независимые физические параметры (коэффициенты диффузии и поверхностного натяжения, разность вязкостей в слоях и т. д.) практически не влияли на результаты опытов. Параметры $H/l = 2,15$ и $D/l = 0,2$ в опытах не менялись. Другие параметры варьировались в пределах: $0,9 \leq z_0/l \leq 1,3$; $1,01 \leq z_*/l \leq 1,05$; $0,07 \leq \delta/l \leq 0,1$; $0,03 \leq a/l \leq 0,07$; $0,8 \leq Fr \leq 3,4$; $100 \leq \beta \leq 160$.

Опыты дали следующие результаты качественного характера.

При воздействии на отрезок цилиндра плоских волн он устойчиво ориентировался торцом к волне. Этот факт проверен наблюдениями в течение нескольких сотен периодов волн. Вводились значительные начальные отклонения от такой ориентации, но через несколько десятков периодов волн продольная ориентация восстанавливалась. Данный результат справедлив для всего изученного диапазона параметров задачи. Но в целом вопрос о том, является ли такая устойчивая ориентация единственно возможной, остается открытым.

В установившемся режиме, а также в переходном режиме при продольной начальной ориентации из шести степеней свободы цилиндра реализовывались только три: продольное смещение, вертикальная качка и изменение угла дифферента. Рыскание, поперечное смещение и бортовая качка отсутствовали во всем изученном диапазоне параметров, так что на плоских волнах движение тела было также плоским.

В процессе выхода на стационарный режим зарегистрирован средний дрейф тела навстречу волне. Аналогичный эффект наблюдался в [3].

В установившемся режиме центр цилиндра перемещался со средней по времени скоростью $U = \text{const}$ и совершал периодические колебания в продольном и вертикальном направлениях. Угол дифферента также менялся периодически.

В изученном диапазоне параметров центр тела перемещался в подвижной системе координат по кривой, мало отличавшейся от эллипса. Но теоретический анализ и эксперименты [11] показали,

что возможен и иной характер движения, когда траектория центра тела представляет собой фигуру Лиссажу с одним или несколькими узлами. Определяющее значение для характера траектории центра тела имеет параметр $(z_* - z_0)/l$.

Сдвиг по фазе между волной и колебаниями различных степеней свободы существенно зависит от отношения сил инерции и демпфирования. Зарегистрирован эффект, состоящий в том, что разность фаз волны и продольного колебания центра тела периодически меняется со временем. Период этих изменений больше периода волны T . Такой эффект является следствием «памяти» о предыстории движения.

Наблюдался ряд известных и новых физических механизмов «памяти». Известны механизмы влияния нерегулярности возмущающей силы [1], обратного влияния системы волн, генерируемых самим телом [5, 6, 10], влияния вихревых структур, образующихся за торцами цилиндра [13]. Новыми представляются наблюдавшиеся в опытах эффекты перетекания более легкой жидкости вниз по торцам цилиндра и генерируемых цилиндром далеко распространяющихся вверх и вниз от него струйных течений.

Количественная информация для двух серий опытов приведена на фиг. 2 и 3. На фиг. 2 приведены зависимости от времени $\tau' = \tau/T$ пяти величин: угла дифферента ψ , одинакового в подвижной и неподвижной системах координат, определенной ранее волны $\eta' = \eta/l$, вертикальных колебаний центра тела $\zeta' = \zeta^*/l$ в подвижной системе, горизонтальных перемещений центра тела в подвижной $\xi' = \xi^*/l$ и в неподвижной $x' = x^*/l$ системах. Эти данные соответствуют установившемуся режиму при $z_0/l = -0,903$, $z_*/l = -1,015$, $\delta/l = 0,104$, $Fr = 1,93$, $\beta = 144$.

В установившемся режиме имеется свобода выбора начала отсчета времени. Этот выбор сделан так, что при $\tau = 0$ значение η проходит через ноль вниз.

В рассматриваемом примере угловые колебания ψ опережают η почти на $\pi/2$, т. е. экстремальные значения ψ имеют место на склонах волн. Вертикальные колебания центра тела почти синхронны с η , что имеет место в том случае, когда ζ^* определяется в основном разностью сил плавучести и инерции, причем силы плавучести преобладают над силами инерции. Демпфирование привело лишь к незначительному сдвигу по фазе между ζ^* и η примерно на $\pi/12$. В колебаниях ξ^* преобладают силы инерции, но относительное влияние демпфирования более существенно: ξ^* отстает от η не на $\pi/2$, а на заметно меньшую величину, причем такое отставание различно для разных волн. На нижнем графике фиг. 2 нанесена прямая 1, угол наклона которой к оси τ характеризует среднюю скорость дрейфа. Постоянство этой скорости в установившемся режиме проверено на 20 периодах волны.

На фиг. 3 приведены данные об интенсивности колебаний в установившемся режиме при $z_0/l = -0,929$, $z_*/l = -1,046$, $\delta/l = 0,076$. Учитывая нестрогую синусоидальность колебаний, в качестве меры их интенсивности используется их полуразмах: половина разности между максимальным и минимальным значениями соответствующей величины на одном периоде колебаний. Для синусоидальных колебаний полуразмах равен амплитуде. Используются следующие обозначения: $\Psi = \Delta\psi/\lambda\Delta\eta$ (линия 1), $Z = \Delta\zeta^*/\Delta\eta$ (линия 2), $X = \Delta\xi^*/\Delta\eta$ (линия 3), $V = U/c$ (линия 4), где Δ — символ полуразмаха, λ — длина волны, c — фазовая скорость ее распространения.

По экспериментальным данным Ψ и Z при $Fr \rightarrow 0$ стремятся к величинам, лишь незначительно отличающимся от единицы. С ростом Fr Ψ и Z уменьшаются монотонно, имея локальный максимум в окрестности $Fr = 2,8$. Как и в случае качки надводного корабля, этот факт объясняется резонансом на собственной частоте колебаний тела в покоящейся жидкости.

Выполнены специальные опыты, в которых изучались собственные колебания тела в покоящейся жидкости. В качественном отношении их результаты хорошо согласуются с [10]. Количественно период собственных колебаний для Ψ и Z оказался примерно одинаковым и равным 12,2 с, что хорошо согласуется с положением экстремумов на фиг. 3.

Величина X на фиг. 3 убывает монотонно при $Fr > 1$. Из-за взаимосвязи различных степеней свободы колебаний тела в жидкости поведение X при $Fr < 1$ может быть достаточно сложным и требует специального изучения.

Величина V на фиг. 3 при $Fr < 1,5$ оказалась равной нулю в пределах точности экспериментальных данных, а при дальнейшем росте Fr резко возрастает. Следует, однако, ожидать, что возрастание

V должно смениться убыванием, так что при $Fg \rightarrow \infty V \rightarrow 0$. При малых Fg теоретический анализ в рамках модели идеальной жидкости [14] предсказывает существование локальных экстремумов и даже отрицательных значений V . Но на эту величину сильное влияние оказывает вязкое демпфирование, и теория идеальной жидкости может дать существенное количественное расхождение с экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Собрание трудов академика А. Н. Крылова. Т. 9. Теория корабля. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1948. Ч. 1. 328 с.; 1949. Ч. 2. 313 с.
2. Хаскинд М. Д. Методы гидродинамики в проблемах мореходности на волнении//Тр. ЦАГИ. 1947. № 603. 74 с.
3. Longuet-Higgins M. S. The mean forces exerted by waves on floating or submerged bodies with applications to sand bars and wave power machines//Proc. Roy. Soc. London. 1977. A. 352. № 1671. P. 463—480.
4. Васильева В. В., Войткунский Я. И., Ткач А. Я. О нестационарных гидродинамических характеристиках тел, движущихся вблизи поверхности раздела сред//Тр. ЛКИ. 1976. Вып. 104. С. 17—23.
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. Акуленко Л. Д., Михайлов С. А., Нестеров С. В., Чайковский А. А. Численно-аналитическое исследование колебаний твердого тела на границе раздела двух жидкостей//Изв. АН СССР. МТТ. 1988. № 4. С. 59—66.
7. Стурова И. В. Рассеяние поверхностных и внутренних волн на погруженном теле//Вычислительные технологии. Новосибирск: Ин-т вычисл. технологий СО РАН, 1993. Т. 2. № 4. С. 30—45.
8. Lai R. Y. S., Lee C. M. Added mass of a spheroid oscillating in a linearly stratified fluid//Intern. J. Eng. Sci. 1981. V. 19. № 11. P. 1411—1420.
9. Larsen L. H. Oscillation of a neutrally buoyant sphere in a stratified fluid//Deep-Sea Res. 1969. V. 16. № 6. P. 587—603.
10. 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.
11. Ерманюк Е. В. Экспериментальное изучение силового воздействия внутренних волн на неподвижную сферу//ПМТФ. 1993. № 4. С. 103—107.
12. Букреев В. И., Гусев А. В., Романов Е. М. Влияние молекулярной диффузии на устойчивость сдвиговых течений стратифицированной жидкости//Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 35—40.
13. Iwata K., Mizutani N., Kasai S. Irregular wave forces acting on a submerged sphere//Coast. Eng. Japan. 1987. V. 30. № 1. P. 117—130.
14. Emmerhoff O. J., Scalvounos P. D. The slow-drift motion of arrays of vertical cylinders//J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 31—50.

Новосибирск

Поступила в редакцию
3.VIII.1993