

данных по методу наименьших квадратов получены зависимости вида

$$(4) \quad \psi = 53,5 \text{Re}^{-0,33} \quad (d/D = 0,15);$$

$$(5) \quad \psi = 17,2 \text{Re}^{-0,20} \quad (d/D = 0,225);$$

$$(6) \quad \psi = 16,5 \text{Re}^{-0,26} \quad (d/D = 0,30).$$

Соответственно уравнениям (4)—(6) на рис. 5 проведены кривые 1—3. Авторы полагают, что различие значений коэффициентов и показателей степени обусловлено влиянием стесненности.

Таким образом, полученные зависимости позволяют определять силу сопротивления движению цилиндрического тела в псевдооживленном слое сыпучей среды и оптимальный режим псевдооживления, при котором сопротивление минимально для представленного в работе диапазона изменения варьируемых параметров. Так, максимальное среднее квадратическое отклонение безразмерной силы сопротивления $F_{\psi}/(\rho w^2 d^2)$ для исследуемых тел составило 0,48, аналогичные результаты получены и в [1].

Согласно [8], поведение псевдооживленного слоя главным образом зависит от изменения размера частиц, их плотности, высоты слоя, скорости газа и конструкции газораспределительного устройства. На основании этого можно заключить, что экстраполяция результатов на установки других масштабов носит оценочный характер и по мере изменения масштаба полученные данные следует уточнять на установках более близкого или равного масштаба.

Что касается эмпирической зависимости $\psi = \psi(\text{Re})$, то справедливость результатов в основном зависит от правильности определения эффективной вязкости псевдооживленного слоя μ^* для слоев больших размеров и с более крупными частицами сыпучей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тодес О. М., Розенбаум Р. Б. Движение тел в псевдооживленном слое.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1981.
2. Мичковский Б. А., Баскаков А. П. Динамические усилия, действующие на тело, погруженное в кипящий слой // Тр. УПИ.— 1974.— № 227.
3. Гупало Ю. П. Движение тела в кипящем слое // ИФЖ.— 1962.— Т. 5, № 2.
4. Сыромятников Н. И. О структуре взвешенного слоя // Тр. УПИ.— 1956.— № 61.
5. Альтшулер В. С., Сеченов Г. П. Процессы в кипящем слое под давлением.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
6. Псевдооживление/Под ред. И. Ф. Дэвидсона, Д. Харрисона.— М.: Химия, 1974.
7. Фанд, Ким, Лам, Фан. Гидравлическое сопротивление при течении жидкости в пористых средах, образованных сферами с неупорядоченной упаковкой // Тр. Америк.-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов.— 1987.— № 3.
8. Гидродинамика и массопередача в псевдооживленном слое // Сб. докл.— М.: Атомиздат, 1964.

г. Санкт-Петербург

Поступила 19/II 1992 г.,
в окончательном варианте —
7/VIII 1992 г.

УДК 532.59

Е. В. Ерманюк

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА НЕПОДВИЖНУЮ СФЕРУ

Задаче о волновых нагрузках, действующих на погруженные тела простых геометрических форм, посвящено большое число теоретических работ (см. обзор [1, 2]). Основное внимание в них уделялось случаю однородной по плотности жидкости. Экспериментально наиболее изучено

© Е. В. Ерманюк, 1993

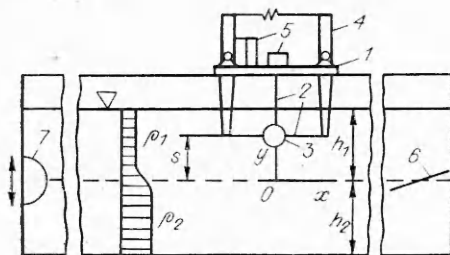


Рис. 1

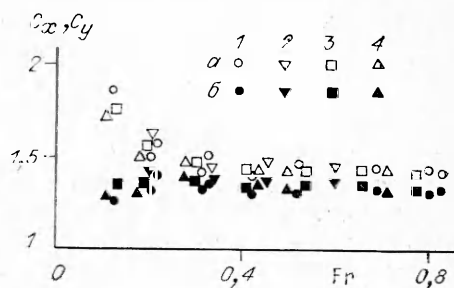


Рис. 2

воздействие поверхностных волн на горизонтальный и вертикальный цилиндры. Обзор литературы по этому вопросу сделан в [3]. Волновые нагрузки от поверхностных волн на погруженную сферу исследовались, например, в [4, 5]. В случае неоднородной по плотности (стратифицированной) жидкости экспериментальная информация значительно беднее. Проводились опыты по измерению сопротивления тел при стратификации, близкой к линейной [6, 7]. Силы, действующие со стороны внутренних волн на удлиненные тела практической геометрии, изучались в экспериментах [8, 9].

В данной работе экспериментально исследовано силовое воздействие внутренних волн на неподвижную сферу при стратификации, близкой к двухслойной, в диапазоне характерных чисел Рейнольдса от 10 до 280 и Келегана — Карпендера от 0,06 до 0,95.

Опыты проводились в бассейне длиной $l = 6$ м, шириной $b = 0,2$ м и глубиной $h = 0,6$ м. Бассейн заполнялся двумя жидкостями разной плотности. Верхний слой представлял собой воду с плотностью $\rho_1 = 0,999$ г/см³, нижний — раствор глицерина в воде с плотностью $\rho_2 = 1,010$ г/см³. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Внутренние волны генерировались с помощью полуцилиндра, совершавшего поступательные гармонические колебания вдоль торцевой стенки бассейна. Противоположный конец бассейна был оборудован волногасителем 6 в виде пластины с углом наклона 6° к горизонту. Для измерения нагрузок, действующих на сферу 3, использовались двухкомпонентные весы 1. Силы передавались с помощью тяг 2 и обтекаемых ножей 4 на упругие элементы 5, деформации которых измерялись индукционными датчиками перемещений. Максимальная нагрузка в опытах не превышала $9 \cdot 10^{-4}$ Н, упругое перемещение сферы под действием такой силы не более $4,5 \cdot 10^{-3}$ мм. Диаметр сферы $d = 4$ см. Минимальная собственная частота колебаний весов с подвешенной на них моделью в воде составила 2,7 Гц, максимальная частота силового воздействия в опытах не превышала 0,24 Гц.

Далее используется неподвижная прямоугольная система координат Oxy , показанная на рис. 1. Ее начало расположено под центром сферы, ось x горизонтальна и при невозмущенном состоянии жидкости совпадает с линией равной плотности $\rho_0 = (\rho_1 + \rho_2)/2$, принятой за условную границу раздела сред, ось y направлена вертикально вверх. Плоскость Oxy совпадает с вертикальной плоскостью симметрии бассейна. Набегающие на сферу внутренние волны распространяются в положительном направлении оси x . В этой системе координат распределение плотности по глубине хорошо аппроксимировалось зависимостью

$$\rho(y) = \rho_0 - 0,5(\rho_2 - \rho_1)\text{th}(y/\delta)$$

(δ — параметр, характеризующий толщину размытого слоя, в опытах он находился в диапазоне от 0,42 до 0,58 см).

Параметры внутренних волн регистрировались волномером резистивного типа, установленным в одном створе со сферой, что позволило судить о фазовых сдвигах между колебаниями волнового профиля и си-

лами, действующими на сферу. Амплитуда волн определялась с учетом данных по динамической тарировке волномера. Записи колебаний волнового профиля и сил производились до прихода отраженных волн, хотя амплитуда последних в зоне измерений не превышала 5 % от амплитуды набегающих волн.

В данной задаче наиболее удобно сопоставление с линейной теорией волн в идеальной двухслойной безграничной жидкости. Для моделирования бесконечных глубин в опытах достаточно выполнения для каждого слоя условия

$$(1) \quad (2 + \varepsilon) \omega^2 h_{1,2} / \varepsilon g > 3,$$

где $\varepsilon = \rho_2 / \rho_1 - 1 = 0,011$; $h_{1,2}$ — глубина верхнего (нижнего) слоя. Минимальное значение $h_{1,2}$ в опытах 0,25 м. Кроме того, необходимо соблюдение малости параметра $d/h_{1,2}$. В опытах это отношение не превышало 0,16. Вычисления в рамках линейной теории волн [2] показывают, что в рассмотренном диапазоне параметров задачи достаточно иметь $d/h_{1,2} \leq 0,2$.

Вопрос о влиянии стенок бассейна менее изучен. В [3] приведены экспериментальные данные, показывающие, что для вертикального цилиндра эффект загромождения потока при колебательном движении практически отсутствует при $d/b \leq 0,18$ (d — диаметр цилиндра, b — ширина бассейна). В опытах имело место $d/b = 0,2$, однако влиянием стенок, по-видимому, можно пренебречь, так как сфера значительно меньше загромождает сечение бассейна, чем цилиндр.

Опыты проводились в две серии. В первой из них изучалось динамическое воздействие волн на сферу в отсутствие влияния переменной силы плавучести. Для этого сфера помещалась достаточно далеко от границы раздела сред, так что выполнялось условие $s > a + r + 3\delta$ (s — расстояние от центра сферы до оси x , r — радиус сферы, a — амплитуда внутренних волн). Варьировались частота волн и заглубление s . Результаты этой серии опытов представлены на рис. 2. По оси абсцисс отложены значения параметра $Fr = (2 + \varepsilon) \omega^2 r / \varepsilon g$, играющего в подобных задачах роль плотностного числа Фруда, по оси ординат — коэффициенты горизонтальной и вертикальной сил, определенные следующим образом:

$$(2) \quad C_x = F_{xa} / \rho_1 V \dot{u}_a, \quad C_y = F_{ya} / \rho_1 V \dot{w}_a,$$

где V — объем сферы; $\dot{u}_a = \dot{w}_a = a \omega^2 \exp(-(2 + \varepsilon) \omega^2 s / \varepsilon g)$ — амплитудное значение локальных ускорений частиц жидкости на глубине, соответствующей центру сферы, определенное по линейной теории волн в идеальной безграничной двухслойной жидкости со скачком плотности; F_{xa} , F_{ya} — амплитудные значения горизонтальной и вертикальной сил. Наборы символов a , b относятся к коэффициентам C_x и C_y соответственно, варианты 1—4 отвечают относительным заглублениям $s/d = 1,38$; 1,66; 1,81; 2,09

Условие отсутствия влияния дна и свободной поверхности (1) выполняется при $Fr > 0,24$. Значения коэффициента C_x получены при обработке результатов измерений суммарной горизонтальной силы, действующей на сферу и обтекаемые ножи. Измерения, проведенные в отсутствие сферы, показали, что амплитуда силы, действующей на ножи, не превышает 5 % от амплитуды суммарной силы. Влиянием ножей и объясняется, по-видимому, некоторое превышение C_x по сравнению с C_y . Вторым возможным источником этого эффекта могла быть слабая нерегулярность внутренних волн в эксперименте, выражающаяся в вариации амплитуд в пределах ± 3 % по сравнению со средним значением. В [4, 10] показано, что воздействие нерегулярных волн приводит к уменьшению коэффициентов сил по сравнению со случаем регулярного волнения, причем для коэффициента вертикальной силы этот эффект сильнее.

Из рис. 2 следует, что C_x и C_y практически постоянны и близки к 1,5, т. е. к значению, предсказываемому теорией идеальной жидкости для сферы, находящейся в колебательном потоке. Рост C_x и уменьшение

C_y при малых значениях Fr обусловлены принятой при нормировке оценкой кинематики жидких частиц в (2). Была проведена оценка \dot{u}_a и \dot{w}_a по теории, учитывающей конечность глубин h_1 и h_2 . В этом случае C_x и C_y оказались постоянными во всем диапазоне исследованных значений Fr .

Зависимость (2) при постоянных C_x и C_y предполагает, что нагрузки от волны единичной амплитуды имеют для заданной глубины погружения сферы максимум при $\omega_* = \sqrt{\varepsilon g / (2 + \varepsilon)} s$. Это соотношение выполнялось в опытах с разбросом не более 1 %.

Картина фазовых сдвигов между внутренними волнами и колебаниями вертикальной и горизонтальной сил показывает, что силовое взаимодействие в основном определяется инерционной составляющей. Сдвиг фаз составляет $\psi_1 = 90^\circ + \varphi_1$ для горизонтальной силы и $\psi_2 = 180^\circ + \varphi_2$ для вертикальной. Возникающие вследствие влияния вязкости добавки $\varphi_1 = 9 \pm 2^\circ$ и $\varphi_2 = 18 \pm 2^\circ$ малы и практически не меняются с частотой.

Число Келегана — Карпентера, определяемое как $K_c = u_a T / d$ (u_a — амплитудное значение скорости жидкой частицы на глубине, соответствующей положению центра сферы, T — период колебаний), менялось от 0,06 до 0,95, число Рейнольдса $Re = u_a d / \nu$ — от 10 до 280.

Разделение сил на инерционную и демпфирующую составляющие проводится в подобных задачах с помощью уравнения Морисона. В компонентном виде оно имеет форму [4]

$$F_x = \frac{1}{8} C_{dx} \rho \pi d^2 u \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{mx} \rho \pi d^3 \dot{u},$$

$$F_y = \frac{1}{8} C_{dy} \rho \pi d^2 w \sqrt{u^2 + w^2} + \frac{1}{6} C_{my} \rho \pi d^3 \dot{w},$$

где u , w — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости жидких частиц; \dot{u} , \dot{w} — локальные ускорения; C_{dx} , C_{dy} — коэффициенты демпфирующих сил; C_{mx} , C_{my} — коэффициенты инерционных сил.

При использовании (2) с учетом информации о фазовых сдвигах получают соотношения

$$C_x \cos(\omega t - \varphi_1) = \frac{3}{8\pi} C_{dx} K_c \sin \omega t + C_{mx} \cos \omega t,$$

$$C_y \sin(\omega t - \varphi_2) = -\frac{3}{8\pi} C_{dy} K_c \cos \omega t + C_{my} \sin \omega t.$$

Результаты опытов хорошо описываются уравнением Морисона при $C_{mx} = C_x \cos \varphi_1$, $C_{my} = C_y \cos \varphi_2$ и зависимостях $C_{dx} = 8\pi C_x \sin \varphi_1 / 3K_c$, $C_{dy} = 8\pi C_y \sin \varphi_2 / 3K_c$ ($C_{mx} = 1,43$, $C_{my} = 1,26$, $C_{dx} = 1,7/K_c$, $C_{dy} = 3,44/K_c$). Эти значения коэффициентов хорошо совпадают с результатами, полученными для регулярных поверхностных волн [4, 5].

Во второй серии опытов измерялись силы, действующие на сферу, расположенную в пикноклине. При этом сила плавучести преобладала над инерционной и вертикальная сила изменялась почти синфазно с колебаниями границы раздела сред. Если сфера расположена точно посередине пикноклина, т. е. $s = 0$, то для горизонтальной силы наблюдается эффект удвоения частоты по сравнению с частотой набегающих волн. Этот эффект объясняется балансом инерционных сил на сфере при мало отличающихся плотностях верхнего и нижнего слоев. Пример записи такого процесса приведен на рис. 3. По оси абсцисс отложено безразмерное время в долях от периода колебаний, по оси ординат — значения вертикальной и горизонтальной сил (кривые 1, 2 соответственно), обезразмеренные по максимальному значению вертикальной силы за период колебаний F_m ($F_m = 9,1 \cdot 10^{-4}$ Н, $a = 1,1$ см, $\delta = 0,48$ см, $Fr = 0,34$). Штриховой линией показан профиль волны.

Если центр сферы несколько смещен от линии равной плотности ρ_0 , то имеет место сложная зависимость F_x и F_y от времени, причем с увеличением частоты волн меняется не только амплитуда, но и сам вид силового воздействия. Пример такой эволюции при относительном за-

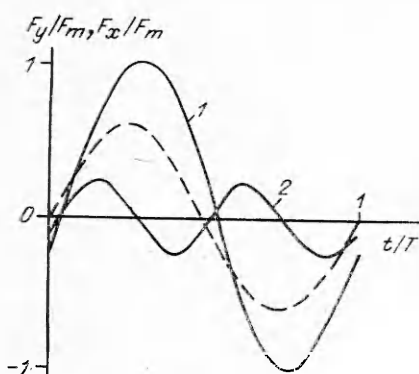


Рис. 3

глубления сферы $s/d = 0,26$ и толщине размытого слоя $\delta = 0,51$ см показан на рис. 4. Все обозначения аналогичны использованным на рис. 3, относительная амплитуда волн $a/d = 0,255; 0,275; 0,225$, $F_m = 6,88 \cdot 10^{-4}; 6,86 \cdot 10^{-4}; 2,84 \times 10^{-4}$ Н, $Fr = 0,255; 0,349; 0,525$ для вариантов *a—в* соответственно. Записи, приведенные на рис. 4, свидетельствуют о существенном влиянии нелинейности, причем с увеличением частоты имеется тенденция к ослаблению нелинейных эффектов.

Автор благодарит Е. М. Романова за большую помощь в проведении опытов, В. И. Букреева и И. В. Стурову — за помощь в постановке задачи и обсуждении результатов.

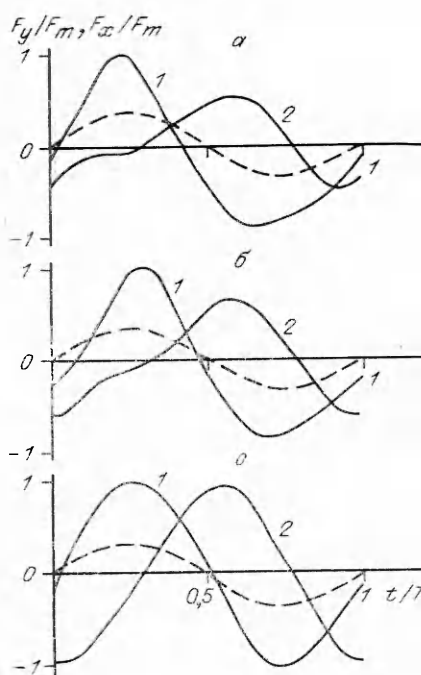


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Wu G. X., Taylor R. E. The exciting force on a submerged spheroid in regular waves // J. Fluid Mech.—1987.— V. 182.
2. Iwata K., Mizutani N., Tsuzuki K. Numerical analysis of diffracted wave force acting on a submerged sphere // Proc. JSCE.—1989.— N 411.
3. Moberg G. Wave forces on a vertical slender cylinder.—Göteborg, 1988.— (Chalmers Univ. Technol. Rep. ser. A: 16).
4. Iwata K., Mizutani N., Kasai S. Irregular wave forces acting on a submerged sphere // Coastal Engineering in Japan.—1987.— V. 30, N 1.
5. Iwata K., Mizutani N. Wave forces acting on a submerged sphere under regular progressive wave // Proc. JSCE.—1989.— N 405.
6. Lofquist K. E., Purtell L. P. Drag on a sphere moving horizontally through a stratified liquid // J. Fluid Mech.—1984.— V. 148.
7. Сысоева Е. Я., Чашечкин Ю. Д. Экспериментальное исследование вихревой структуры спутного стратифицированного течения за сферой.— М., 1990.— (Препр./ИПМ АН СССР; № 447).
8. Шильнев Ю. В., Шумаев М. Ю. Лабораторное моделирование движения погруженных тел у границы раздела разплотностных сред // Проблемы стратифицированных течений: Тез. докл. Всесоюз. конф.— Канев, 1991.— Ч. 2.
9. Разумеенко Ю. В. Лабораторное моделирование взаимодействия внутренних волн с подводными аппаратами // Там же.
10. Chaplin J. R. Loading on a horizontal cylinder in irregular waves at large scale // Intern. J. Offshore and Polar Engng.—1991.— V. 1, N 4.

г. Новосибирск

Поступила 3/VII 1992 г.,
в окончательном варианте —
14/VII 1992 г.