МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 2 • 1986

УДК 532.5.013.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКОГО СЕГМЕНТА ПРИ ПОГРУЖЕНИИ В СЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ

ЕРОШИН В. А., КОНСТАНТИНОВ Г. А., РОМАНЕНКОВ Н. И., ЯКИМОВ Ю. Л.

Гидродинамические силы, возникающие при погружении в жидкость тел вращения простейших форм, в настоящее время исследованы достаточно полно [1–10]. Вопросам определения давления посвящено сравнительно небольшое число работ. В основном это теоретические исследования по определению распределения давления при ударе тупых тел о воду без учета влияния атмосферы [8–13]. Однако в ряде случаев наличие атмосферы приводит к существенному перераспределению давления на смоченной поверхности. Еще более сильное влияние атмосфера может оказывать на характер расширения смоченной поверхности и область начального контакта [14].

В ряде работ численный расчет распределения давления проводится с учетом влияния атмосферы, но в предположении несжимаемости жидкости [14, 15]. При плоском ударе это не дает возможности довести расчет до конца и определить величину максимального давления. Экспериментальные работы по определению распределения давления ограничиваются, как правило, исследованиями удара о воду с очень малыми скоростями [15–17].

В данной статье приведены экспериментальные данные по определению давления на расширяющейся во времени смоченной поверхности сферического сегмента при его погружении в сжимаемую жидкость.

1. Описание установки и методика проведения экспериментов. Исследование распределения давления на сферическом сегменте при вертикальном симметричном погружении в воду проводилось методом физического моделирования. В общем случае погружения тупого тела сложной формы в сжимаемую жидкость при наличии атмосферы избыточное давление на смоченной поверхности можно представить в виде

$$\Delta p=p-p_0=\rho_0 v_0 a_0 f\left(M, M_1, \mathrm{Re}, \mathrm{Re}^1, \mathrm{Fr}, \frac{\rho_0}{\rho_1}, \gamma, \theta, \alpha, \frac{x}{L}, \frac{y}{L}, \frac{z}{L}, \frac{a_0 t}{L}\right)$$

$$M=\frac{v_0}{a_0},\quad M_1=\frac{v_0}{a_1},\quad \mathrm{Re}=\frac{v_0 L}{\nu},\quad \mathrm{Re}^1=\frac{v_0 L}{\nu_1},\quad \mathrm{Fr}=\frac{v_0}{\sqrt{gL}}$$

где v_0 — скорость погружения, ρ_0, ρ_1 — плотности жидкости и атмосферы, a_0, a_1 — скорости звука в жидкости и атмосфере, M, M_1 — числа Маха по отношению к жидкости и атмосфере, Re, Re^1 — числа Рейнольдса по отношению к жидкости и атмосфере, Fr — число Фруда, g — ускорение силы тяжести, ν, ν_1 — кинематические вязкости жидкости и атмосферного газа, γ — коэффициент адиабаты атмосферного газа, θ — угол входа (между вектором скорости и свободной поверхностью), α — угол атаки (между вектором скорости и осью симметрии тела), x, y, z — координаты точки на смоченной поверхности, L — характерный линейный размер и t — время.

Основная трудность экспериментальных исследований подобного рода связана с необходимостью проведения измерения давления при крайне малом времени протекания процесса. Стремление растянуть процесс во времени приводит к необходимости использования метода физического моделирования, когда вместо воды в качестве рабочей среды используется жидкость с низкой скоростью звука, безразмерное уравнение состояния которой совпадает с безразмерным уравнением состояния воды [5].

Обеспечение равенства соответствующих чисел Маха M по отношению к жидкости при погружении тупого тела в воду и в жидкость с низкой скоростью звука, т. е. подобие с точки зрения сжимаемости жидкости, в этом случае не вызывает трудностей. Влияние чисел Рейнольдса Re, Re^1 и Фруда Fr на распределение давления несущественно.

Среди безразмерных параметров, характеризующих влияние атмосферы, имеется возможность обеспечить равенство лишь отношений плотности газа к плотности жидкости и соответствующих чисел γ.

Описанные ниже эксперименты проводились при нормальном атмосферном давлении воздуха. Числа Маха M_1, характеризующие сжимаемость воздуха при погружении в воду и жидкость с низкой скоростью звука (при одном и том же значении числа M), различаются существенным образом. Вообще, при погружении тупых тел в жидкость с низкой скоростью звука параметр M_1 является малым, а моделирование атмосферы — неполным. В этом смысле приведенные ниже экспериментальные зависимости надо рассматривать как предельные при $M_1 \ll 1$. Величины θ и α при вертикальном симметричном погружении сферического сегмента соответственно равны $\theta=\pi/2$, $\alpha=0$. За характерный линейный размер тела принимаем радиус сферической поверхности сегмента. Таким образом, в дальнейшем считаем, что

$$\Delta p=\rho_0 v_0 a_0 f\left(M, \frac{r}{R}, \frac{a_0 t}{R}\right), \qquad r=\sqrt{x^2+y^2}$$

и определяем эту зависимость экспериментально.

Опыты по определению давления на поверхности сферического сегмента проводились при вертикальном симметричном погружении в жидкость с низкой скоростью звука. Бак с жидкостью диаметром 400 мм, к днищу которого для устойчивости прикреплен тяжелый груз, свободно подвешивался на стальных струнах [7]. Модель с датчиками давления и ускорения под действием силы тяжести разгонялась по направляющим струнам и погружалась в сжимаемую жидкость, находящуюся в баке. Скорость модели изменялась в пределах от 2 до 6 м/с и определялась двумя способами: вычислялась по высоте свободного падения и измерялась контактным способом на базе 100 мм с выходом на электронный осциллограф. Скорость звука в жидкости определялась как скорость распространения возмущений вблизи свободной поверхности жидкости и определялась с помощью датчиков давления на базе 350 мм с выходом на шлейфовый осциллограф. Уточнение скорости звука проводилось путем сравнения с теоретическими (адиабатическими) значениями

$$a_0=\sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0 \beta_0}}, \qquad \rho_0=\rho_f(1-\beta_0)$$

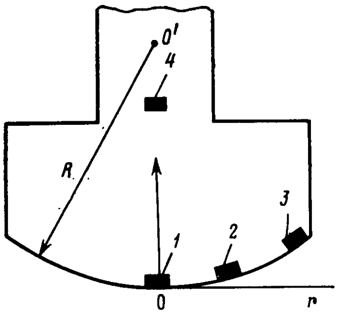
где p_0 — давление на свободной поверхности, ρ_f — плотность несущей жидкости, β_0 — объемная концентрация газа, γ — показатель адиабаты газа. Расхождение теоретических и экспериментальных значений скорости звука лежит в основном в пределах $\pm 5\%$. Плотность жидкости определялась денсиметрами. Глубина слоя жидкости в баке составляла 150 мм.

На фиг. 1 изображена модель с датчиками давления и ускорения. Вес модели с направляющей рамкой составляет 14,4 кг, радиус кривизны сферической поверхности равен $R=110$ мм. На поверхности модели расположено три пьезоэлектрических датчика давления. Диаметр чувствительного элемента датчиков составляет 10 мм, расстояния центров датчиков от оси модели соответственно равны: $r_1'=r_1/R=0$, $r_2'=r_2/R=0{,}309$, $r_3'=r_3/R=0{,}654$. Регистрация сигналов давления и ускорения модели производилась двухлучевым электронным осциллографом. Численные значения давлений, ускорение модели и время определялись из осциллограмм (фиг. 2) и приводились к безразмерному виду по формулам

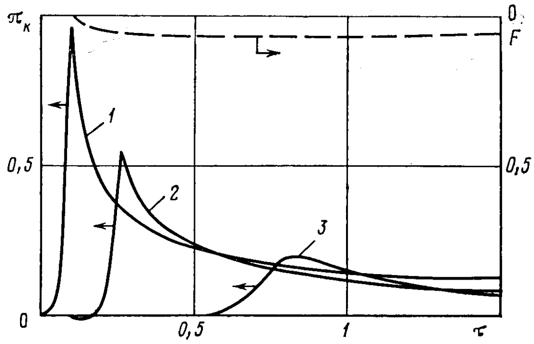
$$\pi_k=\frac{\Delta p_k}{\rho_0 v_0 a_0(1+2M)}, \qquad F=\frac{mw}{\rho_0 v_0 a_0 S(1+2M)}, \qquad \tau=\frac{a_0 t}{R}$$

где $\Delta p_k=p_k-p_0$ — избыточное давление k-го датчика ($k=1, 2, 3$), m — масса модели, w — ускорение модели, R — радиус кривизны сферической поверхности, $S=\pi R^2$. При определении давления использовались пьезокристаллические датчики из титаната бария. Погрешность измерения давления по результатам тарировки находится в пределах ±10%.

2. Обсуждение экспериментальных результатов. Приведем экспериментальные результаты по определению давления на поверхности сферического сегмента. Схематичное изображение записи давления в точках *1—3* приведено на фиг. 2. Зависимость давления от времени в центре сегмента (т. *1*) показывает, что в начальной стадии погружения на формирование давления заметное влияние оказывает наличие атмосферы. Следствием этого является плавное нарастание давления в начале погружения. В ряде экспериментов влияние атмосферы можно заметить также в окрестности



Фиг. 1



Фиг. 2

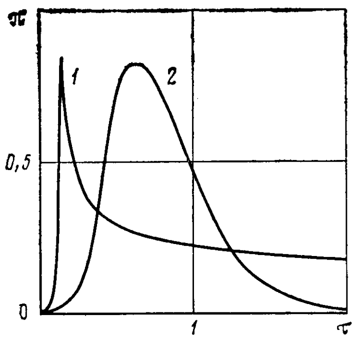
второго датчика (т. *2*): истечение воздуха из зазора между поверхностью сегмента и свободной поверхностью жидкости приводит вначале к незначительному понижению давления по отношению к атмосферному, а затем уже происходит быстрый рост давления до значения $p_2^{\max}$. Влияние атмосферы на запись давления в точке *3* не обнаружено. Время нарастания сигнала давления в этом случае в основном связано с постепенностью входа рабочей поверхности датчика в контакт с жидкостью (измеренное в эксперименте время нарастания давления от нуля до максимума составляет приблизительно 80—85% времени t погружения датчика под невозмущенный уровень свободной поверхности: $t=d\sin\varphi/v_0$, где d — диаметр датчика, φ — угол плоскости датчика с невозмущенным уровнем свободной поверхности).

На фиг. 2 наряду с осциллограммами давления в точках *1—3* сферического сегмента пунктиром приведена зависимость от времени действующей на сегмент безразмерной силы F. Сравнение показывает, что при проникании в жидкость тяжелого сферического сегмента наличие острого пика давления в центре в начальной стадии погружения практически не влияет на величину ударной силы (ускорение в области пика очень мало).

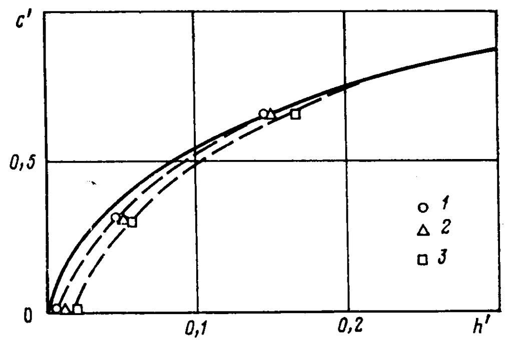
На фиг. 3 сравниваются осциллограммы записи давления от времени в центре сферического сегмента (*1*) и диска (*2*) при числе Маха $M=0{,}2$. Из графиков видно, что как в центре диска, так и в центре сферического сегмента в начальной стадии погружения имеет место плавное нарастание давления, т. е. взаимодействие с жидкостью начинается через атмосферу до касания свободной поверхности. Величина максимального давления в центре сферического сегмента, так же как и в центре диска, имеет порядок $p_{\max}\sim\rho_0 v_0 a_0$. В остальном зависимости существенным образом различаются.

На диске рост давления в центре сопровождается одновременным ростом давления на всей его поверхности, причем градиенты давления не очень велики. После достижения максимума со стороны кромок диска со скоростью звука a_0 идет процесс разгрузки через свободную поверхность жидкости, где давление атмосферное. Это определяет как характер убывания давления, так и время разгрузки $t_р \sim R/a_0$.

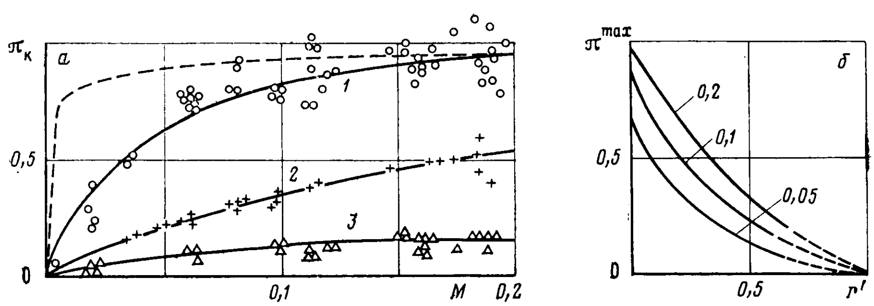
В отличие от диска взаимодействие сферического сегмента с жидкостью начинается с окрестности центральной точки сегмента, которая в течение короткого промежутка времени быстро расширяется. Вслед за быстрым ростом давления в центре до величины порядка $p \sim \rho_0 v_0 a_0$ происходит резкое его падение. С увеличением радиуса смоченной поверхности скорость ее расширения уменьшается, а давление в центре падает. В отличие от диска разгрузка на сферическом сегменте идет до уровня давления на границе смоченной поверхности, которое не равно атмосферному и зависит от скорости расширения смоченной поверхности и угла



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

встречи сегмента с жидкостью. Разгрузка до уровня атмосферного давления начинается только после смачивания всей поверхности сегмента. Этим объясняется более медленное по сравнению с диском понижение давления в центре сферического сегмента.

На фиг. 4, *а* приведены зависимости максимальных значений давления в точках *1*—*3* от числа Маха. Зависимость *1* показывает, что влияние атмосферы на величину максимального давления в центре сегмента очень существенно: при отсутствии атмосферы максимальное давление было бы равно $p_1^{\max} = \rho_0 v_0 a_0 (1+2M)$, причем при малых числах Маха с уменьшением M падение давления в центре сферического сегмента значительно больше, чем падение удельного давления на диске при плоском ударе о сжимаемую жидкость (штрихованная линия) [7]. Однако вклад этих пиковых давлений в величину силы, как уже отмечалось выше, пренебрежимо мал. Зависимости (*2*), (*3*) лежат существенно ниже кривой *1*. Максимальные давления в точках *2*, *3* зависят как от угла встречи поверхности сегмента с жидкостью в окрестности датчика, так и от скорости расширения смоченной поверхности. Результаты, изображенные на фиг. 4, *а*, могут быть представлены также в виде зависимости максимального давления от радиуса $\pi^{\max}(r/R,\ M)$ для различных чисел Маха (фиг. 4, *б*).

На фиг. 5 приведена зависимость радиуса смоченной поверхности сегмента $c'=c/R$ от глубины погружения $h'=h/R$. При отсутствии атмосферы для $c'\ll 1$ эту кривую приближенно можно представить в виде [3]

$$c'=\sqrt{1{,}5(1-(1-h')^2)},\ h'=v_0t/R \qquad (2.1)$$

где t — время, отсчитываемое от момента касания сегмента с поверхностью жидкости (сплошная линия).

В эксперименте отсчет времени ведется с начала силового взаимодействия сферического сегмента с жидкостью, а момент касания сегмента с поверхностью жидкости практически совпадает с наступлением максимума давления в точке *1* $\tau_1^{\max}$. Поэтому, если размеры датчиков невелики, а передний фронт давления достаточно крутой, в момент наступления максимума давления k-го датчика $\tau_k^{\max}$ величина h' равна $h_k'=M\tau_k^{\max}$ а радиус смоченной поверхности c_k' будет составлять $c_k'=r_k'$ ($r_1'=0$; $r_2'=$ $=0{,}309$; $r_3'=0{,}654$). На фиг. 5 экспериментальные значения величины $c'(h')$ для чисел Маха 0,05; 0,1; 0,2 приведены соответственно точками *1–3* (штриховыми линиями для $M=0{,}05$ и 0,2 приведены результаты обработки экспериментов методом наименьших квадратов). Ввиду того что взаимодействие сегмента с жидкостью начинается до его выхода на невозмущенный уровень свободной поверхности, параметр $h'=v_0t/R$ в данном случае надо рассматривать как безразмерное время.

3. Распределение давления на поверхности сферического сегмента. Описание распределения давления как функции радиуса и времени $\pi(M,$ $r/R,$ $\tau)$ является задачей чрезвычайно сложной как ввиду волнового характера процесса распространения давления, так и из-за довольно сложной (вследствие подъема свободной поверхности и наличия атмосферы) зависимости величины смоченной поверхности от времени.

Для приближенного описания зависимости $\pi(M,\ r/R,\ \tau)$ за начало отсчета времени τ возьмем момент выхода нижней точки сферического сегмента на невозмущенный уровень свободной поверхности и предположим, что в центре сегмента давление мгновенно принимает свое максимальное значение: $\pi(M,\ 0,\ 0)=\pi_1^{\max}(M)$. В произвольный момент времени величину смоченной поверхности $c'=c'(\tau)$ определяем по формуле (2.1). Давление на границе смоченной поверхности $r'=c'$ полагаем равным $\pi^{\max}(r',M)$ (фиг. 4, *б*). Таким образом, пока второй датчик не оказался в области взаимодействия сегмента с жидкостью ($c'<0{,}309$), давление известно лишь в центре смоченной поверхности $\pi_1(M,\ \tau)$ и на ее границе $\pi^{\max}(r',M)$. В этом случае зависимость безразмерного давления $\pi(M,\ r/R,\ \tau)$ на смоченной поверхности сферического сегмента можно представить в виде

$$\pi\left(M,\frac{r}{R},\tau\right)=\pi_1(M,\tau)-\left[\pi_1(M,\tau)-\pi^{\max}\left(\frac{r}{R},M\right)\right]\left(\frac{r}{c}\right)^2 \qquad (3.1)$$

где r — текущая координата, c — радиус смоченной поверхности сегмента в момент t.

По результатам проведенных экспериментов зависимость давления в центре сферического сегмента от безразмерного времени можно приближенно представить в виде

$$\pi_1(M,\tau)=(\pi_1^{\max}(M)-\pi_\infty)\exp(-a\tau^\lambda)+\pi_\infty,\qquad \lambda=0{,}84M^{0,3}$$

$$\pi_\infty=\frac{M}{2(1+2M)},\qquad a=2{,}175+1{,}25\left(M+\frac{0{,}0001}{M}\right)$$

где $\pi_1^{\max}(M)$ — максимальное значение безразмерного давления в центре сферического сегмента (фиг. 4, *а*).

Полученные зависимости могут быть использованы в расчетах на прочность сферических конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972, с. 26–34, 91–101.
2. *Логвинович Г. В.* Гидродинамика течений со свободными границами. Киев. Наук. думка, 1969. 215 с.
3. *Лотов А. Б.* Об ударе шара о поверхность воды.– Уч. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 4, с. 22–30.
4. *Шорыгин О. П.* Погружение в жидкость тел вращения простейших форм под углом к свободной поверхности.– В сб.: Неустановившиеся течения воды с большими скоростями. М.: Наука, 1973, с. 397–403.
5. *Ерошин В. А., Романенков Н. И., Серебряков И. В., Якимов Ю. Л.* Гидродинамические силы при ударе тупых тел о поверхность сжимаемой жидкости.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 6, с. 44–51.
6. *Ерошин В. А.* Погружение диска в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 2, с. 142–144.
7. *Ерошин В. А., Плюснин А. В., Романенков Н. И., Созоненко Ю. А., Якимов Ю. Л.* О влиянии атмосферы на величину гидродинамических сил при плоском ударе диска о поверхность сжимаемой жидкости.– Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 3, с. 15–20.
8. *Поручиков В. Б.* Удар диска по поверхности идеальной сжимаемой жидкости.– ПММ, 1964, т. 28, № 4, с. 797–800.
9. *Скалак, Фейт.* Удар о поверхность сжимаемой жидкости.– Тр. амер. о-ва инж.-мех. Конструирование и технология машиностроения, 1966, т. 88, № 3, с. 97–104.
10. *Сагомонян А. Я.* Проникание. М.: Изд-во МГУ, 1974, с. 76–81.
11. *Григолюк Э. И., Горшков А. Г.* Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью (удар и погружение). Л.: Судостроение, 1976, с. 100–108.
12. *Кубенко В. Д.* Проникание упругих оболочек в сжимаемую жидкость. Киев: Наук. думка, 1981, с. 97–101.
13. *Дробышевский Н. И.* Проникание сферических и цилиндрических тел в идеальную сжимаемую жидкость.– В кн.: Динам. упруг. и тверд. тел, взаимодействующих с жидкостью. Тр. 4-го семинара. Томск, 15–19 сент., 1980. Томск, 1981, с. 74.–84.
14. *Koehler B. R., Kettleboraugh C. F.* Hydrodynamic impact of a falling body upon a viscous incompresible fluid.– J. Ship. Res., 1977, v. 21, № 3, p. 165–181.
15. *Verhagen J. H. G.* The impact of a flat plate an a water surface.– J. Ship. Res., 1967, v. 11, № 4, p. 211–223.
16. *Chuang S. L.* Experiments on flatbottom slamming.– J. Ship. Res., 1966, v. 10, № 1, p. 10–17.
17. *Lewison G., Maclean W. M.* On the cushioning of water impact by entrapped air.– J. Ship. Res., 1968, v. 12, № 2, p. 116–130.

Москва

Поступила в редакцию
27.V.1985