

УДК 532.5.013.2

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ДИСКЕ  
ПРИ ПОГРУЖЕНИИ В СЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ ПОД УГЛОМ  
К СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

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

При ударе тупых тел о воду даже при сравнительно небольших значениях нормальной составляющей скорости к числу основных факторов, определяющих величину и распределение ударных нагрузок, относятся сжимаемость жидкости, характеризующаяся числом Маха, и наличие атмосферы. Теоретическому исследованию распределения давления на поверхности тупых тел при ударе о воду с учетом влияния сжимаемости, но без учета влияния атмосферы посвящены работы [1-7]. В случаях, когда захвата атмосферы не происходит, из результатов этих работ можно получить вполне удовлетворительные оценки для величин максимальных ударных давлений. При захвате атмосферы наличие воздушной подушки оказывает демпфирующее влияние на величину ударной нагрузки, особенно существенное при плоском ударе о воду с небольшой скоростью ( $v_0 < 20$  м/с). В этом случае оценка максимального ударного давления, по акустической теории [2],  $p^{\max} = \rho_0 v_0 a_0$  может оказаться сильно завышенной (как показали эксперименты [8], при  $M < 0,01$   $p^{\max} \approx 7,5 \sqrt{M} \rho_0 v_0 a_0$ , где  $\rho_0$  — плотность жидкости,  $v_0$  — скорость удара,  $a_0$  — скорость звука в жидкости).

Количество экспериментальных работ по определению давления на поверхности тупых тел при ударе о воду сравнительно невелико [9, 11], а число Маха в них в качестве определяющего параметра не рассматривается.

В данной статье приведены экспериментальные данные по определению давления на поверхности диска при его погружении в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности.

**1. Описание установки и методика проведения экспериментов.** При погружении в воду тупого тела сложной формы при наличии атмосферы избыточное давление на смоченной поверхности можно представить в виде

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

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

где  $v_0$  — скорость погружения,  $\rho_0, \rho_1$  — плотности жидкости и атмосферы,  $M, M^1$  — числа Маха по отношению к жидкости и атмосфере,  $Fr$  — число Фруда,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\nu, \nu_1$  — кинематические вязкости жидкости и атмосферного газа,  $\gamma$  — коэффициент адиабаты атмосферного газа,  $\theta$  — угол входа (между вектором скорости тела и свободной поверхностью),  $\alpha$  — угол атаки (между вектором скорости и осью симметрии тела),  $r = (x, y, z)$  — радиус-вектор точки на смоченной поверхности,  $L$  — характерный линейный размер и  $t$  — время.

Для расширения диапазона исследуемых чисел Маха  $M$  в экспериментах вместо воды в качестве рабочей среды использовалась жидкость с низкой скоростью звука (мелкодисперсная среда с пузырьками газа), безразмерное уравнение состояния которой совпадает с безразмерным уравнением состояния воды [12, 13]. Подобие с точки зрения сжимаемости жидко-

сти обеспечивалось равенством соответствующих чисел Маха по отношению к жидкости при погружении тупого тела в воду и в жидкость с низкой скоростью звука. Влияние атмосферы учитывалось соблюдением равенства отношений плотности газа к плотности жидкости и соответствующих значений показателя адиабаты  $\gamma$ .

Описанные ниже эксперименты проводились при нормальном атмосферном давлении воздуха. При одном и том же значении числа Маха  $M$  параметры  $M^1$ , характеризующие сжимаемость атмосферы при ударе о воду и жидкость с низкой скоростью звука, различаются существенным образом. В то время как величина  $M^1$  при ударе о воду имеет порядок единицы, соответствующее значение  $M^1$  при ударе о жидкость с низкой скоростью звука мало. Поэтому при  $\beta < 3^\circ$ , когда влияние атмосферы существенно, полученные экспериментальные данные надо рассматривать как предельные при  $M^1 \ll 1$ .

В данной работе предполагалось, что влияние чисел Рейнольдса и Фруда на распределение давления при ударе незначительно. Величина угла атаки  $\alpha$  в проведенных исследованиях равна нулю, а углы наклона между плоскостью диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности  $\beta$  изменялись от 0 до  $36^\circ$ . Поэтому вместо угла входа  $\theta$  в данном случае удобнее ввести угол  $\beta$ . За характерный линейный размер принимаем радиус диска  $R$ .

Таким образом, в дальнейшем считаем, что

$$\Delta p = \rho_0 v_0 a_0 f\left(M, \beta, \frac{x}{R}, \frac{y}{R}, \frac{a_0 t}{R}\right)$$

и определяем эту зависимость экспериментально.

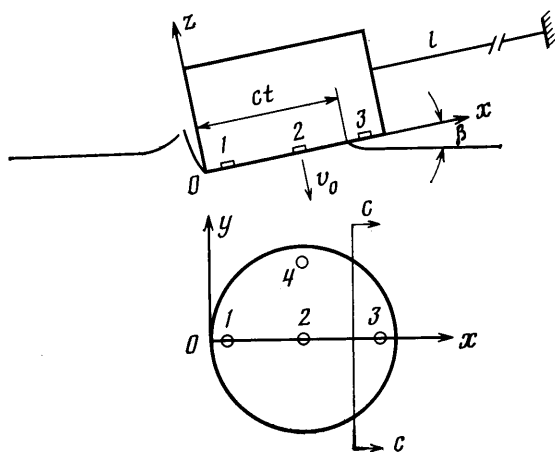
В экспериментах диск с датчиками давления разгонялся по направляющим струнам, образующим с вертикалью угол  $\beta$ , и погружался в бак с жидкостью размерами  $400 \times 400 \times 600$  мм, подвешенный на стальных струнах. Натяжение струн обеспечивалось весом бака и способом его закрепления. Для обеспечения плавности хода модели по струнам и исключения поперечных колебаний модель поддерживалась поперечной растяжкой длиной  $l \approx 12$  м. Перемещение модели  $s$  по струнам изменялось в пределах  $0,1 < s < 1$  м. Следовательно, при выбранных геометрических размерах ( $s \ll l$ ) система подвески позволяла осуществить плавный разгон модели по направляющим под действием силы тяжести и погружение в жидкость под заданным углом  $\beta$  к свободной поверхности. Скорость модели изменялась от 1 до 5 м/с и определялась двумя способами: измерялась на базе 100 мм с выходом на измеритель интервалов времени и вычислялась по высоте падения модели по направляющим в предположении, что величина ускорения  $w$  зависит лишь от угла  $\beta$ . В результате многочисленных экспериментов было показано, что при данной системе подвески для выбранного диапазона скоростей и углов  $\beta$  величина ускорения с точностью до 2% не зависит от высоты и может определяться по формуле  $w = 9,81(\cos \beta - 0,1 \sin \beta)$ . Скорости, определенные двумя указанными способами, практически совпадают.

Скорость звука в жидкости определялась как скорость распространения возмущений вблизи свободной поверхности жидкости и вычислялась с помощью датчиков давления на базе 370 мм с выходом на шлейфовый осциллограф. Уточнение скорости звука проводилось путем сравнения с теоретическими (адиабатическими) значениями

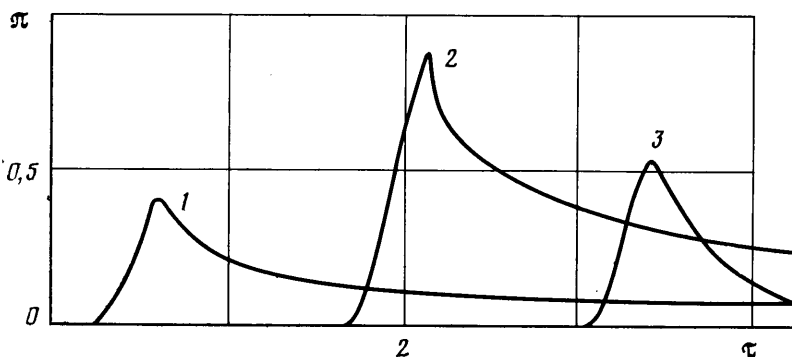
$$a_0 = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0 \lambda}}, \quad \rho_0 = \rho_f (1 - \lambda)$$

где  $p_0$  — давление на свободной поверхности,  $\rho_f$  — плотность несущей жидкости,  $\lambda$  — объемная концентрация газа,  $\gamma$  — показатель адиабаты газа. Расхождение теоретических и экспериментальных значений скорости звука лежит в основном в пределах  $\pm 5\%$ . Плотность жидкости измерялась денсиметрами.

Модель с датчиками давления 1–4 схематично изображена на фиг. 1. Вес модели с направляющей рамкой составляет 14 кг, диаметр диска 150 мм. При определении давления использовались пьезоэлектрические датчики из титаната бария. Диаметр чувствительного элемента датчиков равен 10 мм. Координаты датчиков



Фиг. 1



Фиг. 2

давления соответственно равны

$$\frac{x_1}{R} = 0,23; \quad \frac{y_1}{R} = 0; \quad \frac{x_2}{R} = 1,00; \quad \frac{y_2}{R} = 0; \quad \frac{x_3}{R} = 1,77; \quad \frac{y_3}{R} = 0; \quad \frac{x_4}{R} = 1,00;$$

$$\frac{y_4}{R} = 0,77$$

Регистрация сигналов давления производилась 2-лучевым электронным осциллографом. Погрешности измерения давления по результатам тарировки находятся в пределах  $\pm 5\%$ .

Численные значения давления и время определялись из осциллограмм (фиг. 2) и приводились к безразмерному виду по формулам

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

где  $\Delta p_k = p_k - p_0$  — избыточное давление  $k$ -го датчика, ( $k=1-4$ ),  $t$  — время.

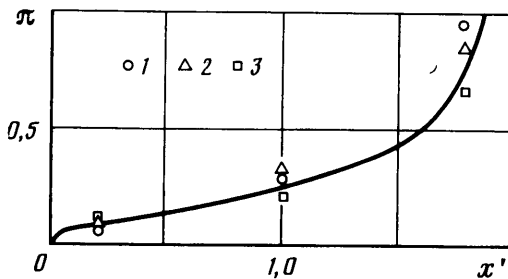
**2. Обсуждение экспериментальных результатов.** Приведем экспериментальные данные по определению давления на поверхности диска. Схематическое изображение записи давления в точках 1—3 приведено на фиг. 2 ( $\beta=15^\circ$ ,  $M/\sin \beta=0,394$ ). Осциллограммы показывают, что максимальное давление в центре диска существенно выше, чем в точках 1, 3. При уменьшении угла между поверхностью диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности, начиная примерно с  $\beta=5^\circ$ , на характере изменения давления начинает сказываться влияние атмосферы (датчики уxo-

дят с нуля до касания чувствительного элемента с поверхностью жидкости).

На фиг. 3 приведено распределение давления вдоль диаметра, лежащего в плоскости симметрии диска (ось  $x$ ), для дозвуковой скорости расширения смоченной поверхности ( $M/\sin \beta = 0,5$ ). Точки 1–3 соответствуют значениям  $\beta = 5, 10, 15^\circ$ . Сплошной линией изображено теоретическое решение для пластинки [4], экспериментальные точки соответствуют значениям безразмерного давления датчиков 1–3 в момент полного смачивания поверхности диска (на фиг. 3  $x' = x/R$ ).

Сравнение показывает, что, за исключением окрестности границы области контакта диска с жидкостью, где решение [4] имеет интегрируемую особенность, оно удовлетворительно описывает характер распределения давления.

Автомодельная задача о погружении пластинки в сжимаемую жидкость под углом  $\kappa$  к свободной поверхности без учета влияния атмосферы содержит два определяющих параметра: число Маха  $M = v_0/a_0$  и угол  $\beta$  пластинки с невозмущенным уровнем свободной поверхности. В [4] в рамках



Фиг. 3

линейности ( $M \ll 1, \beta \ll 1$ ) построено решение задачи, в котором в качестве определяющего параметра принимается комбинация указанных выше величин  $M_1 = M/\sin \beta$ . На фиг. 4 приведена зависимость максимального ударного давления  $\pi_1^{\max}$  от величины  $M_1$  в точке 1, наиболее близко расположенной от точки первоначального контакта диска с поверхностью жидкости, где течение можно считать

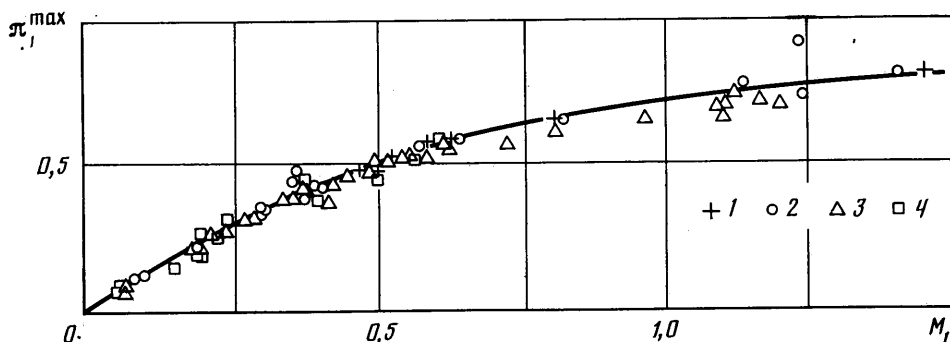
близким к плоскому (цифрами 1–4 обозначены экспериментальные точки для углов  $\beta = 3, 5, 10, 15^\circ$  соответственно).

Эксперименты показывают, что в исследованном диапазоне чисел Маха при  $2^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$  давление  $\pi_1^{\max}$  зависит только от одного безразмерного параметра  $M_1$ .

В таблице приведены значения величин  $T_k(\beta) = \pi_k(M_1 + 1)/M_1$  ( $k = 1-4$ ), полученных в результате обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов (углы  $\beta$  даны в градусах). Из таблицы видно, что в окрестности точки 1 при  $2^\circ \leq \beta \leq 15^\circ$ , как уже отмечалось выше, максимальное безразмерное давление практически зависит лишь от значения числа  $M_1$ . В окрестности других точек ( $k = 2, 3, 4$ ) течение уже не плоское, и максимальное давление  $\pi_k^{\max}$  зависит от каждого из параметров  $M_1$  и  $\beta$  в отдельности и достигает максимума в окрестности значений  $\beta \approx 3^\circ$ . Данные, приведенные в таблице, также показывают, что абсолютный максимум давления расположен в окрестности центра диска.

Проведенные эксперименты позволили также определить скорость расширения смоченной поверхности диска  $c$  ( $c = \Delta x/\Delta t$ ), где  $\Delta x$  — расстояние между датчиками давления,  $\Delta t$  — разница во времени прихода сигнала к датчикам, определенная из осциллограмм). При дозвуковой скорости

$k$	$\beta = 1$	2	3	5	10	15	36
1	1,01	1,43	1,47	1,46	1,41	1,37	1,05
2	4,22	4,37	4,43	4,23	3,60	3,08	1,76
3	2,91	3,22	3,35	3,20	2,59	2,08	1,09
4	—	—	—	2,17	1,84	1,69	—



Фиг. 4

расширения смоченной поверхности и  $\beta \geq 5^\circ$  зависимость скорости расширения смоченной поверхности от величины  $M_1$  удовлетворительно согласуется с теоретическим решением для тупого конуса [6]. При  $M_1 > 1$  и углах  $\beta > 5^\circ$  величина  $c$  близка к теоретическому значению при отсутствии атмосферы  $c \approx v_0 / \sin \beta$ . Следует отметить, что при  $M_1 < 1$  величина скорости расширения смоченной поверхности в плоском случае [4] существенно выше, чем при погружении диска.

Полученные результаты могут быть использованы при расчете на прочность элементов конструкций водоизмещающих судов, судов на подводных крыльях и воздушной подушке.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972. 440 с.
2. Поручиков В. Б. Удар диска по поверхности идеальной сжимаемой жидкости // ПММ. 1964. Т. 28. № 4. С. 797–800.
3. Скалак, Фейт. Удар о поверхность сжимаемой жидкости // Тр. амер. о-ва инж.-мех. Конструирование и технология машиностроения. 1966. Т. 88. № 3. С. 97–104.
4. Сагомонян А. Я. Удар и проникание тел в жидкость. М.: Изд-во МГУ, 1986. 171 с.
5. Якимов Ю. Л. О скорости кромки брызговой пелены // Докл. АН СССР. 1984. Т. 274. № 1. С. 47–50.
6. Поручиков В. Б. Проникание конуса в сжимаемую жидкость // ПММ. 1973. Т. 37. Вып. 1. С. 84–93.
7. Кубенко В. Д., Гавриленко В. В. Осесимметричная задача проникания жестких тел в сжимаемую жидкость // Прикл. механика. 1987. Т. 23. № 2. С. 53–60.
8. Ерошин В. А., Пяоснин А. В., Романенков Н. И. и др. О влиянии атмосферы на величину гидродинамических сил при плоском ударе диска о поверхность сжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 15–20.
9. Chuang S.-L. Experiments on flatbottom slamming // J. Ship. Res. 1966. V. 10. № 1. P. 10–17.
10. Белобородько Е. А., Цындра В. И. Экспериментальное исследование давлений при падении плоских и килеватых тел на воду // НТО судостроит. пром-сти им. А. Н. Крылова. Материалы по обмену опытом. 1968. Вып. 101. С. 137–145.
11. Koehler V. R., Kettleborough C. F. Hydrodynamic impact of a falling body upon a viscous incompressible fluid // J. Ship. Res. 1977. V. 21. № 3. P. 165–181.
12. Ерошин В. А., Константинов Г. А., Романенков Н. И., Якимов Ю. Л. Распределение давления на поверхности сферического сегмента при погружении в сжимаемую жидкость // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 9–14.
13. 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.

Москва

Поступила в редакцию  
15.VI.1987