МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 5 · 1990

УДК 532.582.22.013.2

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ ПРОНИКАНИИ ДИСКА В СЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ

Одним из важнейших направлений в исследовании несимметричного проникания тел в сжимаемую жидкость является определение момента гидродинамических сил, действующего на проникающее тело. Количество работ, посвященных исследованию этого вопроса, невелико.

В линейной постановке при автомодельном погружении плоской пластинки в несжимаемую жидкость выражение для момента гидродинамических сил относительно задней кромки пластинки получено в [1]. Аналогичная задача для сжимаемой жидкости (дозвуковой и сверхзвуковой случаи расширения смоченной поверхности) исследована в [2]. При несимметричном струйном обтекании пластинки потоком идеальной несжимаемой жидкости зависимость восстанавливающего момента от угла атаки дана в [3].

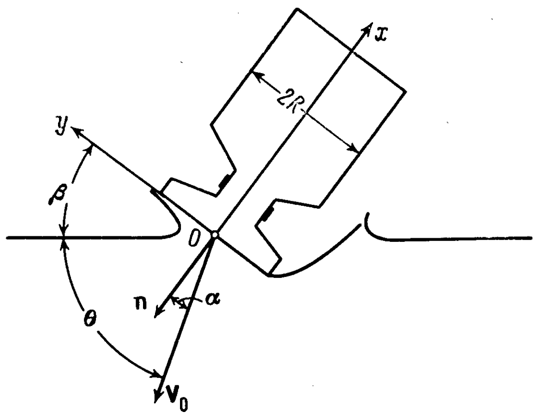
Экспериментальное исследование момента гидродинамических сил, действующего на абсолютно твердый изолированный диск при погружении в несжимаемую жидкость, приведено в [4]. Опыты проводились при углах входа в воду $57{,}5°<\theta<70°$, нулевом угле атаки и скорости погружения до 3,5 м/с. Получены зависимости момента гидродинамических сил от времени и приближенные формулы для определения величин максимального и минимального значений безразмерного коэффициента момента.

В данной работе исследуется несимметричное проникание диска (кругового цилиндра) в сжимаемую жидкость. Результаты получены методом физического моделирования. 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 [5]). Эксперименты проводились при углах входа $54°<\theta<88°$, углах атаки $-15°<\alpha<+15°$ и числах Маха $0{,}002\leqslant M\leqslant 0{,}2$.

1. Методика определения момента. Рассмотрим проникание абсолютно твердого диска (цилиндра торцем) в жидкость под углом к свободной поверхности. Будем предполагать, что вертикальная плоскость, проходящая через вектор скорости $\mathbf{V}_0$ центра диска в момент касания с поверхностью жидкости, является плоскостью симметрии. Введем подвижную декартову систему координат xyz с началом в центре диска. Ось x направим по оси диска в сторону, противоположную движению, ось y — вверх вдоль диаметра диска. При наличии плоскости симметрии ось z будет параллельна свободной поверхности (фиг. 1).

Ориентацию диска по отношению к поверхности жидкости и направление вектора скорости $\mathbf{V}_0$ зададим с помощью углов входа и атаки. Угол θ между вектором скорости центра диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности назовем углом входа, угол α между нормалью $\mathbf{n}$ к плоскости диска и вектором скорости $\mathbf{V}_0$ — углом атаки. Угол α будем отсчитывать от вектора нормали к вектору скорости (положительное направление — против часовой стрелки, если смотреть с положительной стороны оси z).

Систему гидродинамических сил, действующих на смоченную поверхность диска (нижнее основание цилиндра), приведем к центру диска и заменим одной силой, равной главному вектору системы $\mathbf{F}$, и одной парой



Фиг. 1

с моментом, равным главному моменту системы относительно центра диска M_0.

В общем случае направление главного момента M_0 зависит от ориентации диска относительно поверхности жидкости и направления вектора скорости в момент касания со свободной поверхностью. Если жидкость невязкая (силы трения пренебрежимо малы и главный вектор направлен по нормали к плоскости диска), главный момент будет лежать в плоскости диска. Если, кроме того, движение обладает плоскостью симметрии (плоскость xy), проекции главного момента на оси x и y равны нулю ($M_x=M_y=0$) и он будет определяться лишь одной скалярной величиной — проекцией M_z.

В общем случае при проникновении абсолютно твердого диска в жидкость под углом к свободной поверхности величину момента можно представить в виде

$$M_z=\pi\rho_0 V_0^2 R^3 f\left(\mathrm{M}, \mathrm{M}^1, \mathrm{Re}, \mathrm{Fr}, \frac{\rho_0}{\rho_1}, \frac{m}{\rho R^3}, \frac{J}{\rho R^5}, \theta, \alpha, \varkappa, \tau\right)$$

$$\mathrm{M}=\frac{V_0}{a_0} \qquad \mathrm{M}^1=\frac{V_0}{a_1}, \qquad \mathrm{Re}=\frac{V_0 R}{\nu} \qquad \mathrm{Fr}=\frac{V_0}{\sqrt{gR}} \qquad \tau=\frac{V_0 t\sin\theta}{2R\cos(\theta-\alpha)}$$

где V_0 — скорость проникания диска, a_0, a_1 — скорости звука в жидкости и атмосфере, ρ_0, ρ_1 — плотности жидкости и атмосферы, M, M^1 — числа Маха по отношению к жидкости и атмосфере, Re — число Рейнольдса, Fr — число Фруда, g — ускорение силы тяжести, ν — кинематическая вязкость жидкости, $\varkappa$ — коэффициент адиабаты атмосферного газа, R — радиус диска, m, J — масса и момент инерции, t — время.

Подобие процессов, протекающих в воде и жидкости с низкой скоростью звука, с точки зрения сжимаемости жидкости обеспечиваются равенством соответствующих чисел Маха [5].

Среди параметров, характеризующих влияние атмосферы, имеется возможность обеспечить равенство лишь отношений плотности газа к плотности жидкости и соответствующих значений параметра $\varkappa$. При одном и том же значении чисел Маха в воде и жидкости с низкой скоростью звука, скорости тела различны, поэтому числа Маха M^1, характеризующие сжимаемость атмосферы, различаются. В то время как величина M^1 при ударе о воду со скоростью $V_0=300$ м/с имеет порядок единицы, соответствующее значение M^1 при ударе о жидкость с низкой скоростью звука мало (например, при $a_0=30$ м/с $\mathrm{M}^1\approx 0{,}02$). Поэтому при малых значениях угла β между плоскостью диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности, когда влияние атмосферы существенно [6], полученные экспериментальные данные надо рассматривать как предельные при $\mathrm{M}^1 \ll 1$.

Влияние чисел Рейнольдса и Фруда на величину момента не исследовалось. Проникающее цилиндрическое тело было достаточно тяжелым с большим моментом инерции, поэтому параметры $m/\rho_0 R^3$ и $J/\rho_0 R^5$ несущественны. При описании экспериментальных зависимостей для задания направления вектора скорости и ориентации диска удобнее использовать углы α и β, где β — угол между плоскостью диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности. Таким образом, в дальнейшем считаем, что $M_z = \pi\rho_0 V_0^2 R^3 f(M, \alpha, \beta, \tau)$ и определяем эту зависимость экспериментально.

2. Описание установки и устройства для измерения момента. В экспериментах диск (цилиндр с устройством для измерения момента) разгонялся по направляющим струнам, образующим со свободной поверхностью угол θ, и погружался в бак с жидкостью размерами 400×400×600 мм, подвешенный на стальных струнах. Натяжение струн обеспечивалось весом бака и способом его закрепления. Угол атаки α задавался путем поворота рамки, жестко соединенной с цилиндром (диском), относительно направляющих струн. Для обеспечения плавности разгона и исключения поперечных колебаний модель поддерживалась поперечной растяжкой длиной $l \approx 12$ м. Перемещение модели s по струнам на разгонном участке изменялось в пределах $0{,}2 < s < 1$ м. Следовательно, при выбранных геометрических размерах ($s \ll l$) система подвески позволяла осуществлять плавный разгон модели по направляющим под действием силы тяжести и погружение в жидкость при заданных значениях углов входа θ и атаки α. Скорость модели изменялась в пределах от 2 до 5 м/с и определялась двумя способами: измерялась на базе 100 мм с выходом на измеритель интервалов времени И2–23 и вычислялась по формуле $V = \sqrt{2ws}$ где $w(\theta, s)$ – экспериментально полученная зависимость ускорения от пути на разгонном участке для выбранной системы подвески. Скорости, полученные этими двумя способами, практически совпадают.

Скорость звука в жидкости вычислялась как скорость распространения возмущений вблизи свободной поверхности жидкости и определялась с помощью датчиков давления на базе 370 мм с выходом на шлейфовый осциллограф. Уточнение скорости звука проводилось путем сравнения с теоретическими (адиабатическими) значениями $a_0 = \sqrt{\varkappa P_0/\rho_0\lambda}$, $\rho_0 = \rho_f(1-\lambda)$, где P_0 – давление на свободной поверхности, ρ_f – плотность несущей жидкости, λ – объемная концентрация газа, $\varkappa$ – показатель адиабаты газа. Расхождение теоретических и экспериментальных значений скорости звука лежит в основном в пределах ±5%. Плотность жидкости измерялась денсиметрами.

Для определения момента гидродинамических сил использовалась измерительная система, основными элементами которой служат диск и балка с германиевыми датчиками сопротивления, являющиеся частью массивного цилиндрического тела, жестко соединенного с рамкой, движущейся по направляющим струнам (на фиг. 1 рамка не изображена). Общий вес модели с рамкой составлял приблизительно 9,4 кг при диаметре диска 95 мм. Записывали сигнал электронного осциллографа на фотопленку. В зависимости от толщины балки собственная частота измерительной системы изменялась в пределах 1–5 кГц и позволяла измерять момент при углах между плоскостью

θ	α	β	m_1+	m_1-/m_1+	τ_0	$\tau+/\tau_0$	$\tau-/\tau_0$
87	0	3	2,71	1,82	0,44	0,60	1,35
85,5	0	4,5	1,47	1,27	0,57	0,59	1,42
85	0	5	1,65	1,36	0,45	0,56	1,38
87	6	9	0,861	1,02	0,52	0,53	1,39
80	0	10	0,77	1,13	0,48	0,51	1,39
77	0	13	0,53	0,98	0,60	0,52	1,38
89	13	14	0,55	0,85	0,55	0,51	1,39
75	0	15	0,52	0,74	0,55	0,54	1,35
60	−10	20	0,36	0,84	0,52	0,53	1,33
76	6,5	20,5	0,40	0,80	0,60	0,49	1,33
75	10	25	0,34	0,71	0,45	0,50	1,32
77	12,5	25,5	0,31	0,55	0,62	0,52	1,27
54	−10	26	0,30	0,71	0,51	0,52	1,26
75	12	27	0,32	0,48	0,61	0,52	1,22
60	0	30	0,36	0,54	0,62	0,52	1,20
54	0	36	0,25	0,48	0,51	0,50	1,23
60	10	40	0,20	0,50	0,42	0,52	1,23
54	5	41	0,18	0,40	0,58	0,50	1,16
54	10	46	0,16	0,37	0,54	0,50	1,18

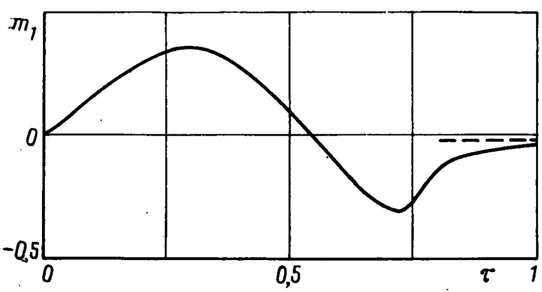
диска и свободной поверхностью $\beta \geqslant 2°$ и скорости входа 2–5 м/с с точностью 5–10%. Величина момента и время определялись из осциллограмм и проводились к безразмерному виду по формулам

$$m_1 = \frac{M_z}{\pi \rho_0 V_0^2 R^3}, \quad m_2 = \frac{M_z}{2\pi \rho_0 V_0 a_0 R^3}, \quad \tau = \frac{V_0 t \sin\theta}{2R\cos(\theta-\alpha)}$$

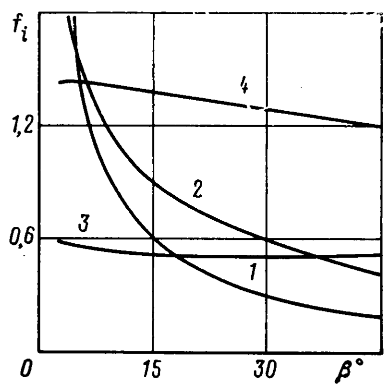
Результаты экспериментов приведены на графиках и в таблице.

3. Обсуждение экспериментальных результатов. При погружении диска в воду под углом к свободной поверхности его взаимодействие с жидкостью начинается с малой окрестности кромки, расположенной вблизи точки касания, и система гидродинамических сил, приложенных к расширяющейся во времени смоченной поверхности, стремится повернуть диск (момент, возникающий при первоначальном контакте с водой, будем считать положительным).

Рассмотрим сначала некоторые общие свойства момента гидродинамических сил в случае, когда влияние сжимаемости несущественно. На



Фиг. 2



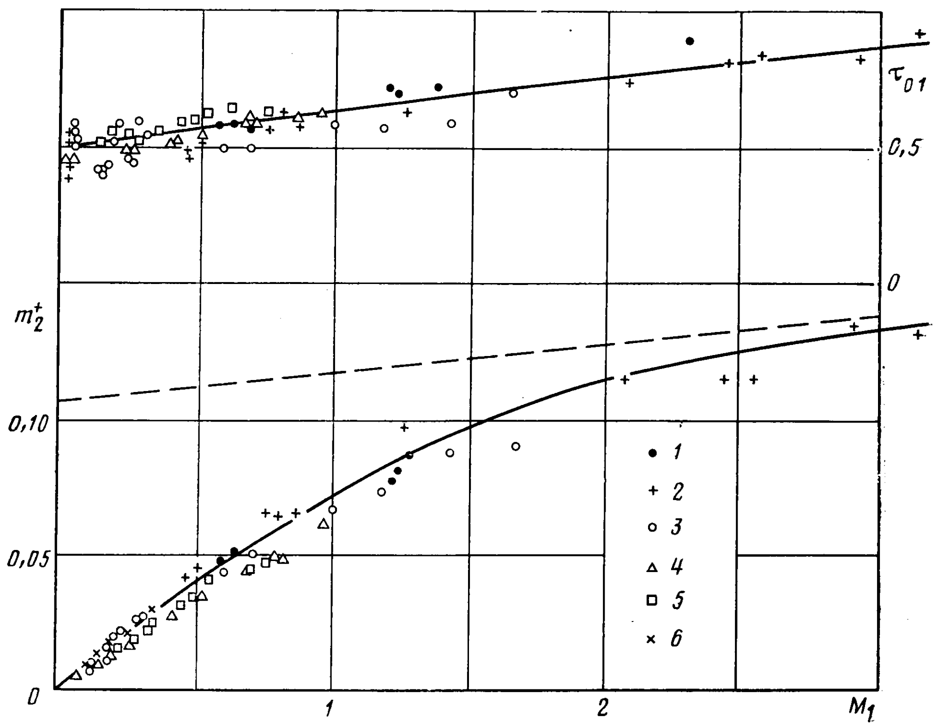
Фиг. 3

фиг. 2 приведена типичная зависимость безразмерного момента m_1 от безразмерного времени τ ($M=0{,}011$, $\theta=60°$ и $\alpha=-10°$). При больших значениях времени $\tau \gg 1$ амплитуда m_1 стремится к величине восстанавливающего момента, соответствующего углу атаки.

Эксперименты показали, что экстремальные значения безразмерного момента и характерные значения безразмерного времени зависят главным образом от разности углов входа и атаки $(\theta-\alpha)$, а не от каждого из этих параметров в отдельности. Вместо $(\theta-\alpha)$ при описании момента удобнее пользоваться углом β между плоскостью диска и невозмущенным уровнем свободной поверхности $\beta=\pi/2-(\theta-\alpha)$.

На фиг. 3 приведены зависимости экстремальных значений безразмерного момента ($f_1=m_1^+$, $f_2=m_1^-/m_1^+$) и функций, характеризующих положение максимума и минимума момента по отношению ко времени его обращения в нуль, ($f_3=\tau_+/\tau_0$, $f_4=\tau_-/\tau_0$) от угла β. Экспериментальные данные приведены в таблице (знаки +, — обозначают максимум и минимум).

Эти результаты показывают, что за исключением области малых значений угла β ($\beta<5°$) относительное положение максимума практически не зависит от угла β и приближенно равно $\tau_+/\tau_0=0{,}5\pm0{,}05$, что хорошо согласуется с результатами [4]. Величина m_1^+ при малых значениях β имеет порядок $m_1^+ \sim {}^1/\beta$, хотя при плоском ударе ($\beta=0$) она должна обратиться в нуль. Относительное положение минимума τ_-/τ_0 зависит от угла β. При малых значениях угла β это отношение $\tau_-/\tau_0 \simeq 1{,}4$, при больших оно, по-видимому, стремится к единице. Отношение m_1^-/m_1^+ при $\beta \ll 1$ имеет порядок $1/\sqrt{\beta}$. При $\beta=10°$ амплитуды приблизительно равны. При дальнейшем увеличении β отношение m_1^-/m_1^+ (так же как и относи-



Фиг. 4

тельные размеры области отрицательных значений момента) уменьшается и зависимость момента от времени по существу вырождается в одну положительную полуволну.

Время первого обращения момента в нуль ($\tau_+<\tau_{01}<\tau_-$) в исследованном диапазоне углов входа и атаки практически не зависит от угла β и приблизительно равно $\tau_{01}=0{,}55\pm0{,}05$. Вторично (при нулевом угле атаки) момент обращается в нуль приблизительно при $\tau_{02}=0{,}90$. Эти данные удовлетворительно согласуются с экспериментами по определению момента при погружении диска в воду с малой скоростью [4].

Задача о погружении диска в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности без учета влияния атмосферы содержит два определяющих параметра: угол β и число Маха $M=V_0/a_0$. Однако в отдельных случаях результаты могут зависеть не от каждого из этих параметров в отдельности, а от их комбинации. Например, в [6] показано, что максимальное значение безразмерного давления в окрестности точки касания диска с поверхностью жидкости зависит от параметра $M_1=M/\sin\beta$, являющегося отношением геометрической скорости расширения смоченной поверхности (без учета подъема свободной поверхности) к скорости звука в жидкости. Аналогичная картина имеет место и при исследовании момента.

На фиг. 4 приведены экспериментальные данные, показывающие измерение максимального значения безразмерного момента в зависимости от геометрического числа Маха M_1 (цифрами *1—6* обозначены экспериментальные точки для углов $\beta=2$, 3, 5, 10, 15 и 30° соответственно, сплошной линией — результаты обработки экспериментов методом наименьших квадратов).

Оценим эту зависимость сверху при больших значениях геометрического числа Маха $M_1\gg1$. Максимальное значение момента достигается при $\tau=0{,}5$, т. е. когда смочена нижняя половина поверхности диска. Предположим, что давление на этой поверхности распределено равномерно и равно $P=\rho_0 V_0 a_0(1+2\mathrm{M})$. В этом случае максимальное значение безразмерного момента будет иметь вид

$$m_2^+=(1+2\mathrm{M})/3\pi.$$

Если по результатам проведенных экспериментов для каждого из исследованных углов β построить зависимости m_2^+ от числа Маха М (а не от $\mathrm{M}_1=\mathrm{M}/\sin\beta$), то они образуют семейство, в котором кривая, соответствующая углу $\beta=3°$, ограничивает семейство сверху (при $\beta=2°$ значения m_2^+ лежат в основном несколько ниже). Учитывая это, полученную выше оценку можно представить следующим образом:

$$m_2^+=(1+2\mathrm{M}_1\sin 3°)/3\pi$$

(изображена штриховой линией). Следует отметить, что в отличие от предыдущей последняя формула, возможно, является оценкой сверху только в исследованном диапазоне чисел Маха.

Для описания минимального значения момента в случае сжимаемой жидкости использование отношения (M_z^-/M_z^+) представляется неудобным, так как оно зависит от двух параметров. В этом случае при изложении экспериментальных результатов лучше всего ввести безразмерную функцию $\sqrt{\beta}m_2^-$, которая, как показали эксперименты, зависит лишь от геометрического числа Маха M_1. Не останавливаясь на подробностях, дадим приближенное выражение для $\sqrt{\beta}m_2^-$, которое при углах $2°\leqslant\beta\leqslant30°$ и геометрических чисел Маха $0\leqslant\mathrm{M}_1\leqslant3$ удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными: $\sqrt{\beta}m_2^-=0{,}6\ \mathrm{M}_1\exp(-0{,}7\ \mathrm{M}_1)$.

Перейдем теперь к описанию зависимости характерных моментов времени (τ_+, τ_0, τ_-) от числа Маха при различных значениях угла β.

При $\mathrm{M}=0$ (кроме начальной точки $\tau=0$) момент обращается в нуль при $\tau_{01}\approx0{,}55$ и $\tau_{02}\approx0{,}9$. В дальнейшем величина момента невелика и при $\alpha=0$ его можно считать равным нулю (при $\alpha\neq0$ M_z будет стремиться к величине восстанавливающего момента при струйном обтекании диска).

На фиг. 4 приведена зависимость безразмерного времени τ_{01} от геометрического числа Маха M_1 при различных значениях угла β (цифрами *1*—*5* обозначены экспериментальные данные для углов $\beta=2$, 3, 5, 10 и 15° соответственно). Результаты показывают, что эта зависимость носит универсальный характер и τ_{01} является функцией лишь параметра $\mathrm{M}_1=\mathrm{M}/\sin\beta$, а не М и β в отдельности. Рост τ_{01} объясняется как уменьшением подъема свободной поверхности с увеличением M_1, так и перераспределением давления на смоченной части поверхности диска (относительным уменьшением пика давления в окрестности передней кромки смоченной поверхности и появлением области постоянного давления при $\mathrm{M}_1>1$). При больших значениях геометрического числа Маха величина τ_{01} приближается к единице ($\tau_{01}<1$).

Относительное положение экстремумов момента (τ_+/τ_0, τ_-/τ_0) слабо зависит от M_1. Приближенные выражения для определения времени наступления максимума и минимума, полученные при обработке экспериментов методом наименьших квадратов, можно представить в виде

$$\tau_+/\tau_0=1-0{,}5\exp(-0{,}1\ \mathrm{M}_1)$$

$$\tau_-/\tau_0=1+0{,}4\exp(-0{,}4\ \mathrm{M}_1)$$

Величина τ_{02} определяется в основном временем разгрузки и при больших значениях M_1 приблизительно равна $\tau_{02}\approx0{,}9+0{,}5\ \mathrm{M}_1$. В окрестности τ_{02} момент изменяется медленно. Это время характеризует окончание ударного процесса и начало перехода к режиму струйного обтекания.

В большинстве случаев при не очень больших значениях M_1 момент можно задавать в виде двух дуг синусоиды. Для более точного описания необходимо пользоваться соответствующей осциллограммой.

Приведенные экспериментальные данные позволяют описать изменение момента с течением времени в широком диапазоне чисел Маха, углов входа и атаки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Теория нестационарного глиссирования и движения крыла со сбегающими вихрями // Тр. ЦАГИ. 1936. Вып. 252. 40 с.
2. *Сагомонян А. Я.* Удар и проникание тел в жидкость. М.: Изд-во МГУ, 1986. 169, [2] с.
3. *Гуревич М. И.* Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979. 536 с.
4. *Осьминин Р. И.* Измерение коэффициента момента силы, действующей на изолированный диск при погружении его под углом к свободной поверхности воды // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1741. С. 19–23.
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., Константинов Г. А., Романенков Н. И., Якимов Ю. Л.* Экспериментальное определение давления на диске при погружении в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 21–25.

Москва

Поступила в редакцию
24.VII.1989