

ЛИТЕРАТУРА

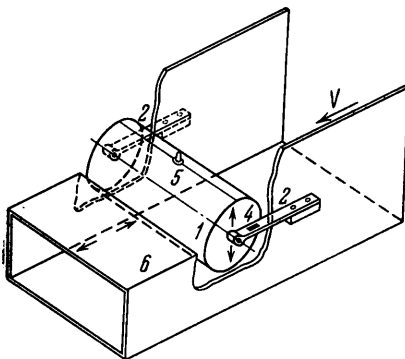
1. Иоффе А. И., Наугольных К. А., Рой Н. А. О начальной стадии электрического разряда в воде. ПМТФ, 1964, № 4.
2. Скворцов Ю. В., Комельков В. С., Кузнецов Н. М. Расширение канала искры в жидкости. ЖТФ, 1960, т. 30, вып. 10.
3. Cole R. Underwater explosions. Princenton, 1948. Коул Р. Подводные взрывы. Изд. иностр. лит., 1950.
4. Яковлев Ю. С. Гидродинамика взрыва. Судпромгиз, 1961.
5. Кочина, Н. Н., Мельникова Н. С. О расширении поршня в воде. ПММ, 1959, т. 23, стр. 93.
6. Наугольных К. А. О расширении цилиндра в жидкости. Акуст. ж., 1962, т. 8, стр. 136.

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ГАШЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ, НАХОДЯЩИХСЯ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ИЛИ ГАЗА

Г. М. ФОМИН (Москва)

Опыты, проведенные в аэродинамической трубе с отсеком цилиндра, в спутном следе которого была установлена тонкая пластинка, показали, что пластинка изменяет характер течения в следе и при определенных условиях позволяет почти полностью демпфировать колебания цилиндра.

Эксперименты А. Рошко, проведенные с тонкой пластинкой, помещенной вдоль оси спутного следа за кормовой частью жестко закрепленного цилиндра, показали [1],



Фиг. 1

что пластинка вызывает изменение частоты срыва вихрей с цилиндра и уменьшает его лобовое сопротивление. При смещении пластинки вниз по потоку частота срыва вихрей и коэффициент лобового сопротивления цилиндра уменьшается, но затем при расстоянии между цилиндром и передней кромкой пластинки, превышающем четыре диаметра цилиндра, происходит резкий скачок этих величин, и они становятся такими же, как при отсутствии пластинки. Подобные опыты были повторены и расширены другими исследователями [2] и подтвердили первоначальные выводы. Все эти опыты проводились с жестко закрепленными плохообтекаемыми телами, лишенными возможности совершать колебания. Известно, однако, что при колебаниях процесс образования вихрей за телом происходит совсем по иному, изменяются и аэродинамические силы, действующие на плохообтекаемое

тело; вся картина течения, достаточно сложная даже при жестко закрепленном теле, еще более усложняется.

В этом случае заранее нельзя было предугадать, демпфирующее или возбуждающее действие окажет пластинка на колебания тела, не говоря уже о количественной оценке этого влияния. Кроме того, сравнение величины и частотного спектра мгновенных давлений, действующих на поверхность цилиндра при наличии пластинки и без нее, позволило бы расширить наши представления обо всей картине течения около колеблющегося цилиндра и за ним.

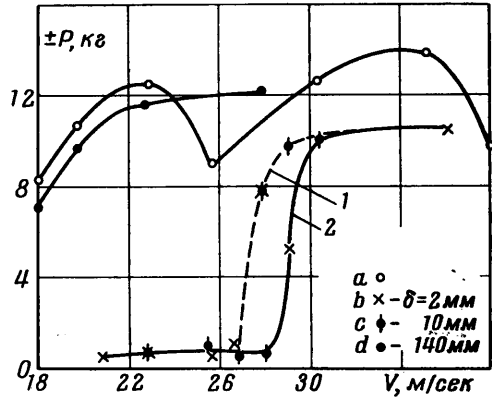
Опыты проводились с двумя цилиндрическими отсеками длиной 0,5 м и диаметрами $D_1 = 250$ мм и $D_2 = 172$ мм. Цилиндр 1 при помощи двух пластинчатых пружин 2 крепился к п-образной раме 3 (фиг. 1), установленной в аэродинамической трубе дозвуковых скоростей. Пружины позволяли цилиндру совершать колебания, которые практически можно считать перпендикулярными вектору скорости потока в трубе. Путем изменения длины пружин можно было по желанию подбирать частоту собственных колебаний цилиндра. Так, для цилиндра $D_1 = 250$ мм частота собственных колебаний (вне потока) была равна $n_1 = 13,1$ гц, а для цилиндра $D_2 = 172$ мм $n_2 = 20$ гц, т. е. числа Струхала для обоих цилиндров при одной и той же скорости потока V почти совпадали: $S_1 = n_1 D_1 / V \approx n_2 D_2 / V = S_2$. В то же время числа Рей-

нольдса $R = VD/\nu$ были для первого цилиндра примерно в полтора раза больше, чем для второго. Декремент колебаний первого цилиндра составлял 0,046, а второго — 0,052.

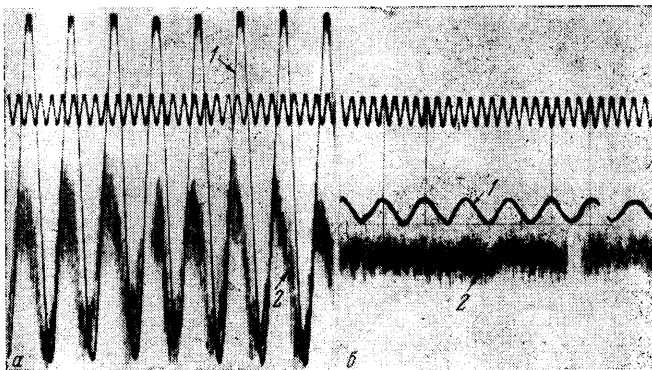
На пластинчатые пружины 2 наклеивались тензодатчики 4, которые были протарированы по величине прилагаемой к цилиндру силы. Это дало возможность измерять силу, приходящую с цилиндра во время колебаний. Так как величина этой силы пропорциональна амплитуде колебаний, то по результатам измерения силы можно непосредственно судить об интенсивности колебаний цилиндра. В среднем сечении цилиндра был установлен датчик давления ДМИ, позволявший определять мгновенные давления на поверхности цилиндра в точке с азимутом $\varphi = 90^\circ$ (считая от передней критической точки). Сигналы датчика давления усиливались тензоаппаратурой 4АНЧ-10 и регистрировались на шлейфовом осциллографе. Параллельно шлейфу осциллографа сигнал подавался на спектрометр инфранизких частот (СИЧ), который предназначен для полосового анализа спектра колебаний в диапазоне частот от 0,884 до 142,5 гц. Весь анализируемый диапазон частот разделен при помощи фильтров на 22 третьоктавные полосы.

Позади цилиндра вдоль оси спутного следа неподвижно закреплялась тонкая пластинка 6, имевшая ширину $b = 250$ мм. Она не могла совершать колебания вместе с цилиндром. Расстояние δ между цилиндром и передней кромкой пластинки варьировалось от 2 до 140 мм. Был также проведен опыт в отсутствие пластинки.

На фиг. 2 представлены результаты испытаний цилиндра $D_1 = 250$ мм в отсутствие пластинки (кривая *a*) и при трех различных расстояниях δ между цилиндром



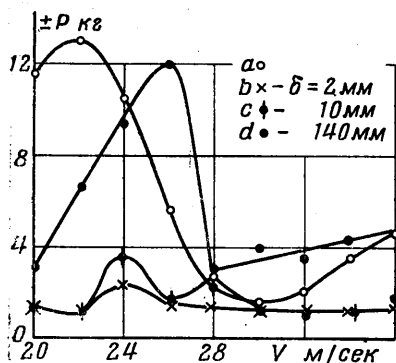
Фиг. 2



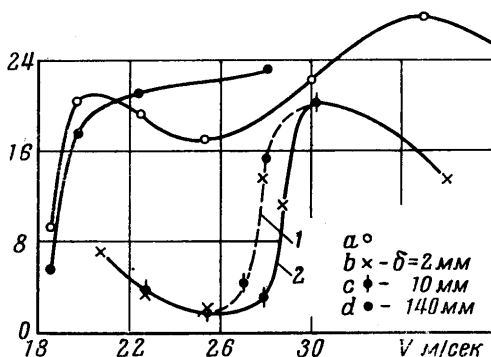
Фиг. 3

и пластинкой (кривые *b*, *c*, *d*). При скоростях потока 18—28 м/сек пластинка, установленная вблизи цилиндра ($\delta = 2$ мм и $\delta = 10$ мм), оказывает сильное влияние на уменьшение интенсивности колебаний — в этой области она является эффективным гасителем колебаний. При изменении скорости потока в трубе от 18 до 28 м/сек числа S изменяются от 0,18 до 0,115 — эти значения чисел Струхала характерны для области так называемого «ветрового резонанса», в которой амплитуды колебаний плохообтекаемых тел достигают максимальных величин. Числа $R > 3 \cdot 10^5$ в этих опытах лежали в критической зоне перехода от ламинарного к турбулентному течению около цилиндра. При снижении скоростей потока в трубе (участок 1 кривых *b* и *c*) колебания цилиндра прекращались с некоторым запаздыванием по сравнению со случаем повышения скоростей потока (участок 2 тех же кривых). Такой «гистерезис» характерен для многих автоколебательных процессов, к которым следует отнести и колебания цилиндра в потоке.

Изменение характера и интенсивности колебаний цилиндра в присутствии пластинки и без нее отчетливо видно из сопоставления записей на осциллограммах. На фиг. 3 слева показаны записи сигналов от тензодатчика (кривая 1), пропор-



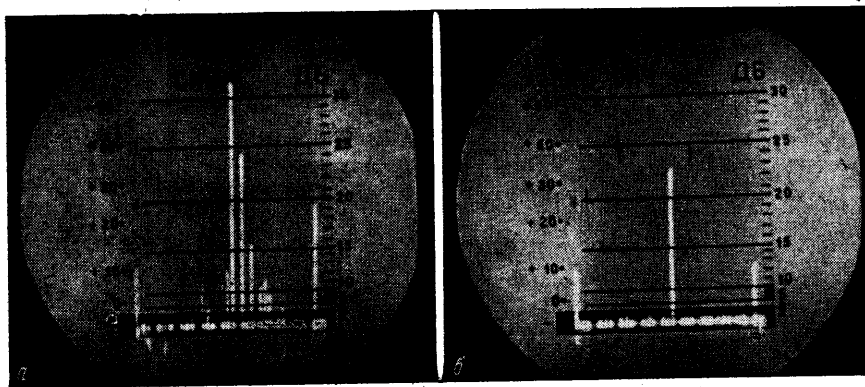
Фиг. 4



Фиг. 5

циональных амплитудам колебаний цилиндра, и сигналов от датчика давления (кривая 2) в отсутствие пластинки; справа — записи сигналов от тех же датчиков но при наличии пластинки ($\delta = 10 \text{ мм}$). Записи произведены в одном и том же масштабе при скорости потока в трубе $V = 25 \text{ м/сек}$.

Аналогичный эффект получен при испытаниях цилиндра $D_2 = 172 \text{ мм}$ с той лишь разницей, что здесь пластинка при $\delta = 2 \text{ мм}$ и $\delta = 10 \text{ мм}$ (кривые b и c на фиг. 4)



Фиг. 6

практически полностью устранила колебания цилиндра. Стоит, однако, удалить пластинку на расстояние $\delta = 140 \text{ мм}$ (кривая d), как колебания цилиндра почти не отличаются от колебаний в отсутствие пластинки (кривая a).

При проведении опытов мгновенные давления измерялись только в одной точке цилиндра с азимутом $\varphi = 90^\circ$, и поэтому полного суждения о характере аэродинамических сил, действующих на цилиндр, сделать нельзя. Тем не менее, результаты этих измерений во многом дополняют и подтверждают результаты измерения колебаний цилиндра. При малых расстояниях между цилиндром D_1 и пластинкой ($\delta = 2$ и 10 мм) наблюдается резкое уменьшение амплитуд мгновенных давлений в диапазоне скоростей потока $V_1 = 18-28 \text{ м/сек}$ (фиг. 5). Увеличение δ до 140 мм приводит к увеличению пульсаций давления p . На фиг. 5 пульсации давления даны в мм спиртового столба. Показательно также изменение частотного спектра давлений. На фиг. 6 приведены для сравнения спектры давлений, полученные благодаря спектрометру СИЧ, при скорости потока в трубе $V = 35 \text{ м/сек}$: слева — в отсутствие пластинки, справа — при расстоянии между цилиндром и пластинкой $\delta = 2 \text{ мм}$. При наличии пластинки из всего спектра сохранилась только полоса с частотой 12.6 гц , тогда как без нее спектр оказался довольно широким. Хотя и при этой скорости потока пластинка оказывала определенное демпфирующее влияние, колебания цилиндра были

все же значительными. Поэтому изменение частотного спектра давлений в присутствии пластинки благоприятно для подавления колебаний во всем диапазоне скоростей, так как задемпфировать колебания гораздо легче, когда возмущающие силы имеют узкий спектр частот.

Опыты настоящей работы показали, что в определенном диапазоне изменения таких параметров, как скорость потока, числа S и R , существует принципиальная возможность резкого уменьшения колебаний плохообтекаемых тел путем установки за ними сравнительно узкой пластинки. Для определения оптимальных соотношений между размерами плохообтекаемого тела и пластинки, расстояния между ними и других характеристик, а также для детального выяснения механизма воздействия пластинки на течение в следе колеблющегося цилиндра необходимы дополнительные исследования.

Поступило 12 VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. R o s h k o A. On the wake and drag of bluff bodies. JAS, 1955, 22, vol. 2.
2. B é r m a n P. W. Investigation of the flow behind a two dimensional model with blunt trailing and fitted with splitter plates. J. Fluid. Mech., 1965, 24, 241.

ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОЙ СЛАБО ВОЛНИСТОЙ ТРУБЕ

Л. М. СИМУНИ (Ленинград)

Численное решение задачи о развитии профиля скорости в прямой трубе осуществлено в ряде работ [1, 2]. В данной работе рассматривается задача о развитии равномерного профиля скорости в плоской криволинейной трубе. Предположим, что искривленность трубы мала и справедлива упрощенная система уравнений движения

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$p = p(x)$$

с краевыми условиями

$$v_x = V, \quad p = p_0 \quad \text{при} \quad x = 0; \quad \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0, \quad v_y = 0 \quad \text{при} \quad y = 0$$

$$v_x = 0, \quad v_y = 0 \quad \text{при} \quad y = H(x)$$

($V = \text{const}$, $p_0 = \text{const}$, $H(x)$ — заданная функция).

Введем безразмерные переменные по формулам

$$\bar{x} = \frac{x}{L}, \quad \bar{y} = \frac{y}{H_*}, \quad \bar{u} = \frac{v_x}{V}, \quad \bar{v} = \frac{v_y}{V}, \quad P = \frac{(p - p_0)H_*}{\mu V}$$

и обозначим

$$h = \frac{H}{H_*}, \quad \xi = \bar{x}, \quad \eta = \frac{\bar{y}}{h}, \quad u = \bar{u}, \quad v = \bar{v} - \frac{dH}{dx} \eta u$$

Здесь L и H_* — характерные постоянные. В новых переменных получим систему

$$R u \frac{\partial u}{\partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - \frac{\partial P}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial h u}{\partial \xi} + \frac{\partial h v}{\partial \eta} = 0 \quad (2)$$

с краевыми условиями

$$u = 1, \quad P = 0 \quad \text{при} \quad \xi = 0; \quad u = 0, \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 1$$

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} = 0, \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 0, \quad \left(R = \frac{V H_*}{\nu} \frac{H_*}{L} \right)$$

Замена переменных, примененная для вывода системы (2) сходна с преобразованием Степанова — Манглера и применялась в работе [3] в задаче теории смазки. Система (2) решается методом конечных разностей и заменяется линейно-алгебраической системой в точках

$$(\xi_i, \eta_k) \quad \xi_i = i \Delta \xi, \quad \eta_k = k \Delta \eta \quad (i = 0, 1, 2, \dots; \quad k = 0, 1, 2, \dots, K)$$