

где  $L_{об}$  — индуктивность обмотки. В явной форме выходное напряжение  $U_{вых}$  и ток  $i_{вых}$  (см. фиг. 1) определяются формулами

$$(14) \quad i_{вых} = \frac{j\omega}{(j\omega L_{об} + \bar{Z})t'} \int_v \mathcal{H}' M_2 dV,$$

$$(15) \quad U_{вых} = \bar{Z} i_{вых}.$$

В заключение автор благодарит И. П. Голямину за многочисленные консультации по данной теме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Тамм. Основы теории электричества, М., «Наука», 1966.
2. Магнитные и диэлектрические приборы, ред. Г. В. Катц, М.—Л., «Энергия», 1964.
3. Л. Н. Сыркин. Пьезомагнитная керамика, Л., «Энергия», 1972.
4. О. Г. Павленко. Распределение магнитного поля в ферромагнетике, колеблющемся в зоне основного резонанса. Изв. вузов, Электромеханика, 1970, 9, 1019—1020.
5. О. Г. Павленко. О реакции колеблющихся пьезоэлектриков и ферромагнетиков на возбуждающую цепь. Радиотехника и электроника, 1974, 19, 4, 743—750.
6. К. М. Поливанов. Теоретические основы электротехники, 3, Теория электромагнитного поля. М., «Энергия», 1969.

Поступила  
30 декабря 1975 г.

УДК 534.29.532.5

### ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ОБТЕКАЕМОГО ЦИЛИНДРА НА ЛОБОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В РАЙОНЕ ЕГО КРИЗИСА

*М. Г. Сиротюк, В. Г. Ткаченко*

Для снижения лобового сопротивления тел, обтекаемых жидкостью, как известно, существуют различные способы активного воздействия на пограничный слой. Можно ожидать, что механические колебания обтекаемой поверхности изменят структуру пограничного слоя, что приведет к изменению условий обтекания.

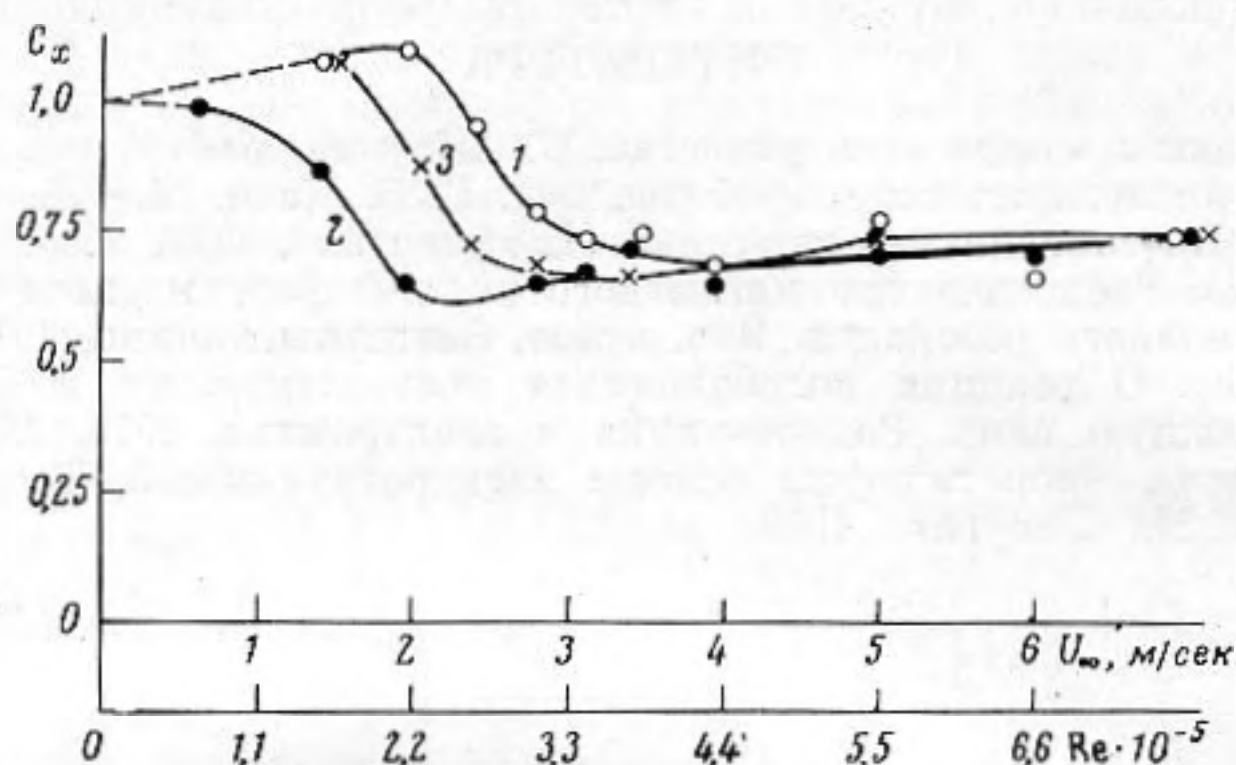
Нами экспериментально исследовано влияние механических гармонических колебаний поверхности и возникающей на ней акустической кавитации на условия ее обтекания. Моделью служил прямой круговой цилиндр диаметром 115 мм и высотой 120 мм, представляющий собой пьезокерамический, радиально колеблющийся излучатель с резонансной частотой 15,5 кгц. Исследования проводились в гидродинамической трубе\* при скоростях потока до 7 м/сек. Ось цилиндра располагалась перпендикулярно направлению набегающего потока; при этом ~75% поверхности цилиндра обтекалось однородным потоком. Измерялись силы лобового сопротивления в зависимости от скорости потока и амплитуды смещения стенок цилиндра.

На фиг. 1 представлена зависимость безразмерного коэффициента силы лобового сопротивления  $C_x = 2F/\rho U_\infty^2 S$  от скорости набегающего потока  $U_\infty$  и числа Рейнольдса  $Re = U_\infty d/\nu$ ; здесь  $F$  — сила сопротивления,  $\rho$  — плотность жидкости,  $S$  — площадь миделя,  $d$  — диаметр цилиндра и  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости. Кривая 1 соответствует случаю отсутствия колебаний поверхности цилиндра. Ход кривой 1 демонстрирует зоны докризисного, кризисного и закризисного режимов обтекания. В области закризисных чисел Рейнольдса величина  $C_x$  составляет ~0,75, что несколько больше обычно получаемых значений. Это расхождение, согласно работе [1], возможно, объясняется некоторой шероховатостью поверхности цилиндра. Кривая 2 соответствует случаю наличия акустических колебаний поверхности цилиндра; мы видим, что акустические колебания значительно снижают величину  $C_x$  в области кризиса сопротивления.

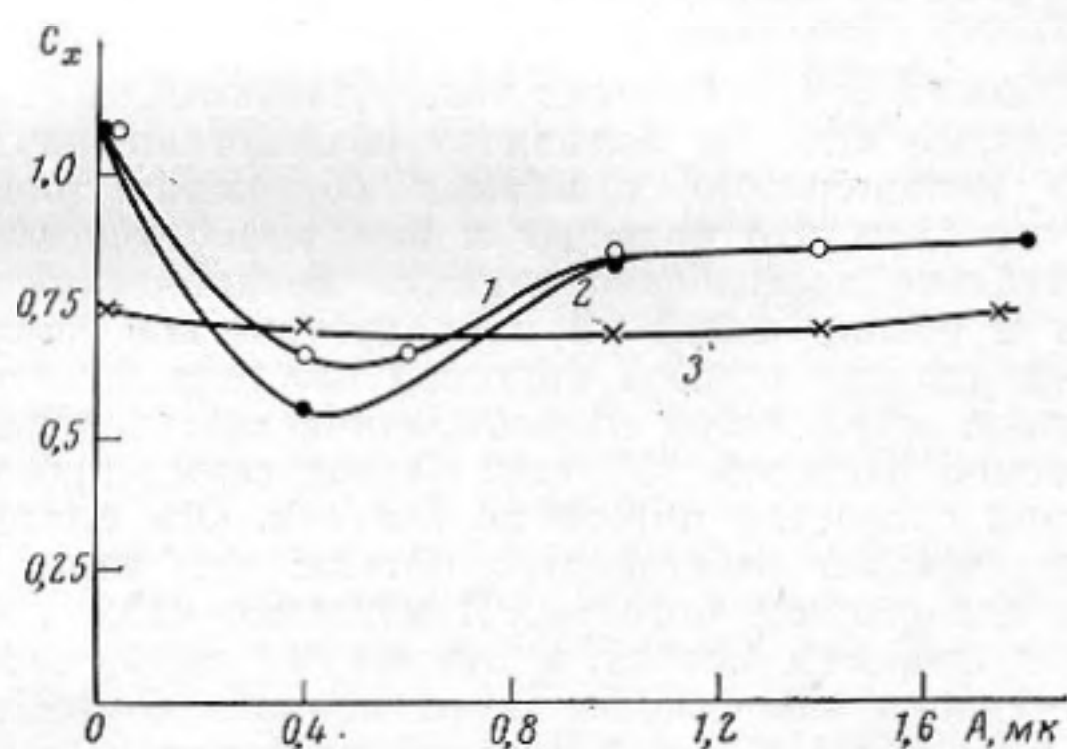
Это явление может быть объяснено следующим образом. Известно [2], что введение в зону течения акустических колебаний с определенной частотой и амплитудой приводит к нарушению устойчивости течения и способствует возникновению перехода его из ламинарной формы в турбулентную. При этом точка перехода перемещается вверх по потоку и при определенной степени возмущения пограничного слоя в случае плохо обтекаемых тел наступает кризис сопротивления. При акустических колебаниях самой поверхности обтекаемого тела пограничный слой турбулизуется, что вызывает перемещение точки отрыва за миделевое сечение и сужение спутного потока. Воздействие акустических колебаний в данном случае аналогично действию турбулизатора. Колебания поверхности приводят к смещению точки отрыва при меньших числах Рейнольдса.

\* Работа выполнена на гидродинамической трубе НИИ механики МГУ.

Несколько иное воздействие акустических колебаний на условия обтекания наблюдалось в режиме развитой акустической кавитации, когда кавитационные пузырьки образуются в пограничном слое и в спутном потоке позади цилиндра — кривая 3 на фиг. 1, возникновение акустической кавитации на пьезокерамическом цилиндре соответствует амплитуде смещения его стенки  $A \sim 0,67$  мк при скоростях обтекания до 3,5 м/сек. При скоростях от  $U_\infty \sim 5$  м/сек возникает гидродинамическая кавитация на поверхности цилиндра, которая вызывает значительное (до 60%) снижение порога акустической кавитации. Из хода кривой 3 на фиг. 1 видно, что кавитация вызывает меньшее снижение величины  $C_x$  в области кризиса сопротивления по сравнению с кривой 2.



Фиг. 1. Зависимость коэффициента лобового сопротивления от скорости потока и числа Рейнольдса при различных амплитудах смещения поверхности цилиндра: 1 — колебаний нет; 2 — амплитуда  $\sim 0,4$  мк, 3 — амплитуда  $\sim 1,4$  мк



Фиг. 2. Зависимость коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  от амплитуды смещения  $A$  поверхности цилиндра: 1 — докризисный режим обтекания; 2 — кризисный режим, 3 — закризисный режим обтекания

Для объяснения этого явления обратимся к известному распределению давления по поверхности цилиндра [1]. По мере увеличения скорости набегающего потока давление в меридианальной плоскости, перпендикулярной потоку, уменьшается, а в плоскости, параллельной потоку, за цилиндром, увеличивается. При этом коэффициент лобового сопротивления снижается. Однако появление кавитационных пузырьков в пограничном слое при развитой акустической кавитации, вероятно, приводит к такому изменению распределения давления по поверхности цилиндра, что в области кризисных чисел Рейнольдса  $C_x$  несколько увеличивается.

Зависимость коэффициента лобового сопротивления  $C_x$  от амплитуды смещения  $A$  поверхности цилиндра, представлена на фиг. 2. Кривые 1—3 соответствуют докризисному (1,4 м/сек), кризисному (2 м/сек) и закризисному (5 м/сек) режимам обтекания. Видно, что в отсутствие гидродинамической кавитации (кривые 1 и 2) существует оптимальная амплитуда смещения, когда величина  $C_x$  минимальна. При гидродинамической кавитации (кривая 3) такого оптимума нет. Вполне вероятно, что увеличение  $C_x$ , для кривых 1 и 2, происходящее после  $A \sim 0,5$  мк, связано с появлением акустической кавитации на поверхности цилиндра. Это подтверждается

тем, что рост величины  $C_x$  начинается при амплитуде смещения поверхности цилиндра, близкой к порогу возникновения кавитации (0,67 мк).

Таким образом, установлено, что наличие акустических колебаний поверхности цилиндра может привести к значительному (до 40%) снижению коэффициента лобового сопротивления. Появление акустической кавитации в пограничном слое несколько увеличивает коэффициент лобового сопротивления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.
2. А. М. Басин, А. И. Короткин, Л. Ф. Козлов. Управление пограничным слоем судна. Л., «Судостроение», 1968.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
3 сентября 1975 г.  
После повторного исправления  
19 августа 1976 г.

УДК 534.222

### О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ РАЗРЫВНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

*Е. Б. Черепецкая*

К настоящему времени в теории случайных простых волн получен ряд практически важных результатов (см., например, [1]). Однако эта теория некорректно учитывает затухание образующихся в нелинейной среде разрывов. В связи с этим значительный интерес представляет недавняя работа [2], где впервые выведена функция вероятности с учетом образования разрывов в волне сигнала и их последующего затухания. Для начального узкополосного гауссова процесса  $v(t) = A(\Omega t) \sin[\omega t + \varphi]$  ( $v$  — колебательная скорость,  $A$ ,  $\varphi$  — медленно изменяющиеся амплитуда и фаза,  $\Omega/\omega \sim \mu \ll 1$ ) в [2] получена функция распределения следующего вида:

$$(1) \quad w(V) = \frac{\exp(-V^2)}{2\sqrt{\pi}} \left\{ 1 + \Phi[V \operatorname{ctg}(zV)] + \frac{z}{\sqrt{\pi}} \exp[-V^2 \operatorname{ctg}^2(zV)] \right\};$$

$$|V| < \frac{\pi}{z}.$$

Здесь введены безразмерные переменные  $V = v/\sigma\sqrt{2}$ ;  $z = \varepsilon \cdot c_0^{-2} \cdot \sigma \omega x \sqrt{2}$ ;  $\sigma = \sqrt{\overline{v^2}}$ . Практический интерес представляет значение средней интенсивности и дисперсии случайного сигнала в нелинейной среде. Целью настоящей работы и является анализ зависимости этих параметров от расстояния  $z$ .

Нормированная интенсивность процесса находится по формуле

$$(2) \quad I = \frac{\overline{v^2}}{\sigma^2} = \int_{-\pi/z}^{\pi/z} V^2 w(V) dV,$$

где  $w(V)$  задается выражением (1). Аналитически взять интеграл (2) не удастся. Поэтому был проведен численный расчет (2) с помощью ЭВМ. На фиг. 1 (кривая 2) показана функция  $I$  в зависимости от приведенного расстояния  $z$ . Здесь же кривая интенсивности для детерминированного гармонического сигнала нанесена штрих-пунктирной линией (кривая 1). Видно, что после образования ударной волны на расстояниях  $z > z_p = 1$  ( $z_p = \varepsilon c_0^{-2} \omega x_p \sigma \sqrt{2}$ ) наблюдается сильное затухание случайного сигнала. При этом, как показывает сравнение, затухание случайного сигнала происходит более интенсивно, чем затухание гармонического процесса. Это происходит за счет уменьшения вероятности больших выбросов [2]. Аналогичные расчеты для последовательности знакопостоянных синусоидальных импульсов давления с постоянной длительностью и случайной амплитудой были проведены в работе [3].

Интересно сравнить полученные результаты для затухания интенсивности с результатами, следующими из работы [1] для случайных простых волн. Такое сравнение позволяет определить область применимости теории случайных простых волн