АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIV 1978 Вып. 1

УДК 534.232

ВОЗБУЖДЕНИЕ КАВИТАЦИЙ В АППАРАТАХ ТИПА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИРЕНЫ

В. И. Биглер, В. Н. Лавренчик, В. Ф. Юдаев

Рассмотрены виды возбуждения кавитации в гидродинамических диспергирующих аппаратах. Экспериментально показано, что в сиренах при малых величинах зазора между ротором и статором возможно акустическое возбуждение кавитации. В зависимости от скорости перекрывания отверстий наблюдаются три режима работы сирены: докавитационный, режим акустической кавитации и режим гидродинамической кавитации. Интегральный уровень звукового давления при акустической кавитации больше, чем при гидродинамической.

В настоящее время для динамического перемешивания и диспергирования в многофазных жидких системах широко используются механизмы роторного типа, схематически представленные на фиг. 1, *а*. Здесь *1* — ротор, *2* — статор; движение потока жидкости показано стрелками. Зазор между ротором и статором в этих аппаратах обычно довольно велик — 0,5—1 *мм* и более. В аппаратах данного вида кроме турбулентного перемешивания имеет место и воздействие на среду высокочастотных компонент переменного давления. В этом отношении роторные аппараты имеют известное сходство с динамическими сиренами (фиг. 1, *б*); поэтому в отечественной литературе они иногда называются «роторными излучателями». Однако зазор в сиренах существенно меньше, чем в описанных роторных аппаратах.

Несомненно, в создании высокочастотных импульсов давления в роторных аппаратах и сиренах важную роль играет кавитация, которая может быть двух видов: гидродинамическая, связанная с отрывом течения от кромок отверстий модулятора (статора), или акустическая, вызванная образующимися в жидкости звуковыми волнами. Из приведенных в работе [1] данных можно заключить, что в гидродинамическом аппарате роторного типа авторы наблюдали только гидродинамическую кавитацию, что вполне объяснимо, так как глубина модуляции потока жидкости в нем незначительна и, следовательно, создаваемое звуковое давление мало по сравнению с динамическим снижением давления $\rho v^2/2$. Здесь $v^2=v_r^2+v_\varphi^2$, ρ — плотность жидкости; v_r и v_φ — радиальная и азимутальная составляющие скорости течения жидкости относительно статора аппарата, определяемые соответственно расходом Q и линейной скоростью ωR перекрывания отверстий (ω — угловая скорость ротора, R — его радиус). Проведенные нами эксперименты на сиренах показали, что при малых величинах зазора между ротором и статором и, следовательно, глубокой модуляции потока жидкости кавитация начиналась при $\rho v^2/2 \ll P_0$ (P_0 — статическое давление в аппарате), т. е. она была обусловлена не отрывом течения от кромок отверстий модулятора, а другими физическими процессами.

Рассмотрим условия возникновения кавитации того и другого типов в гидродинамической сирене. За критерий подобия при кавитационных яв-

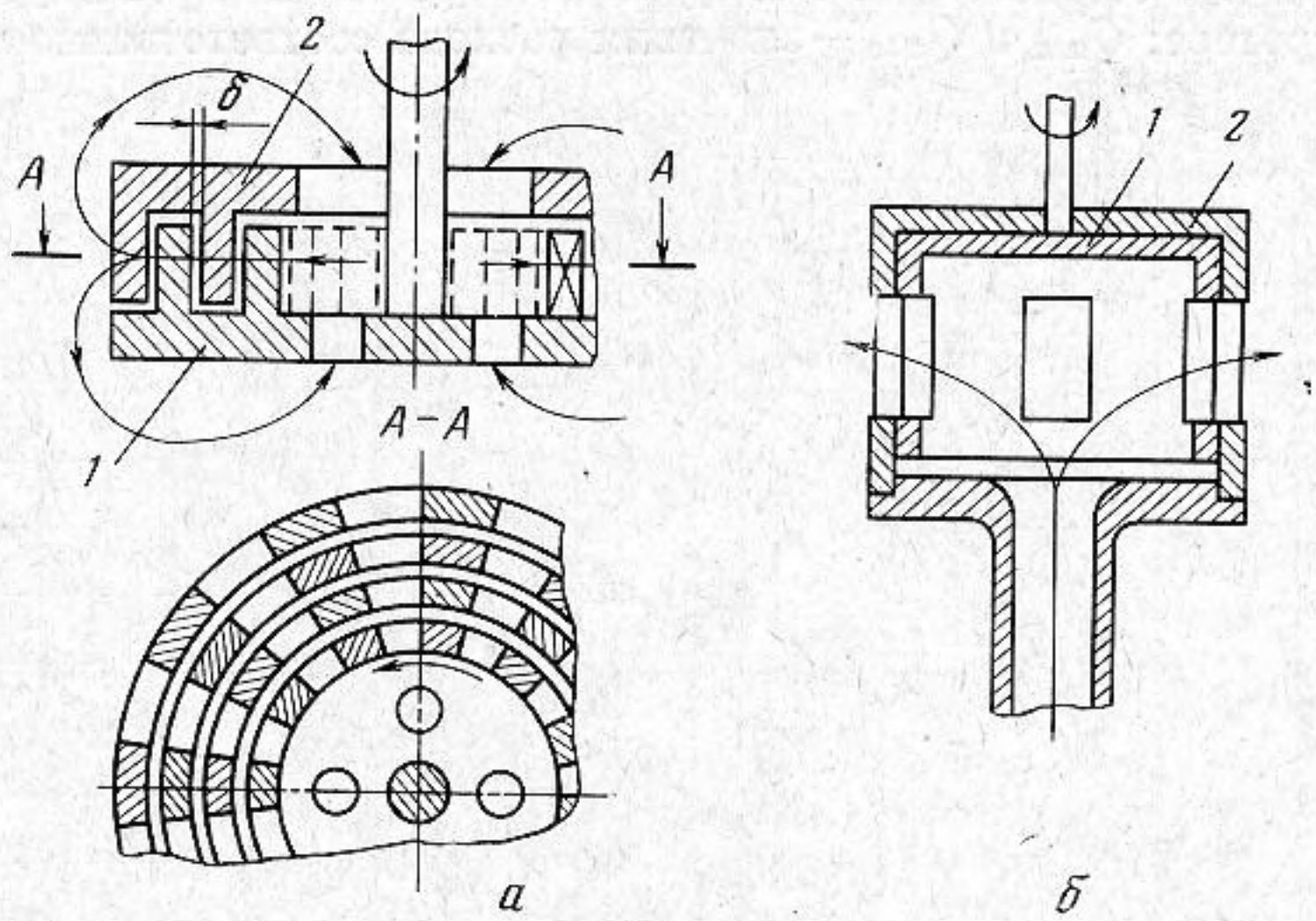
лениях обычно принимается число кавитации [2]

(1) $\chi=(P_0-P_v)/\rho v^2/2,$

где P_v — давление насыщающего пара, v — скорость жидкости вдали от границ течения. По аналогии можно ввести акустическое число кавитации

(2) $\chi_a=(P_0-P_v)/P_m,$

где P_m — амплитуда давления в звуковой волне. Кавитация возможна лишь при $|P_m|>P_0-P_v$, т. е. при значениях $\chi_a<1$. Если кавитация обусловлена звуковой волной, то с увеличением статического давления P_0



Фиг. 1. Гидродинамический аппарат роторного типа (*а*) и динамическая сирена (*б*)

пропорционально должна возрастать критическая амплитуда импульсов давления $P_m^{кр}$, соответствующая возникновению кавитации

(3) $P_m^{кр}=(P_0-P_v)/\chi_a^{кр}.$

Установим, какие параметры следует контролировать в ходе эксперимента, чтобы установить вид кавитации. Максимальная амплитуда переменного давления в рассматриваемом аппарате будет, очевидно, в отверстиях модулятора. Приближенно ее можно оценить, применяя к массе жидкости, заключенной в отверстиях модулятора, закон сохранения количества движения. Пренебрегая сжимаемостью (длина отверстия $L\ll\mathscr{L}'$ — расстояния, пробегаемого звуковой волной за время перекрывания отверстий [3]) и потерями на трение, получим

(4) $P_m=C\dfrac{\partial Q_1(t)}{\partial t},$

где C — некоторая постоянная, зависящая от плотности жидкости и размеров отверстия. Здесь $Q_1(t)$ — переменный расход через одно отверстие статора; t — время.

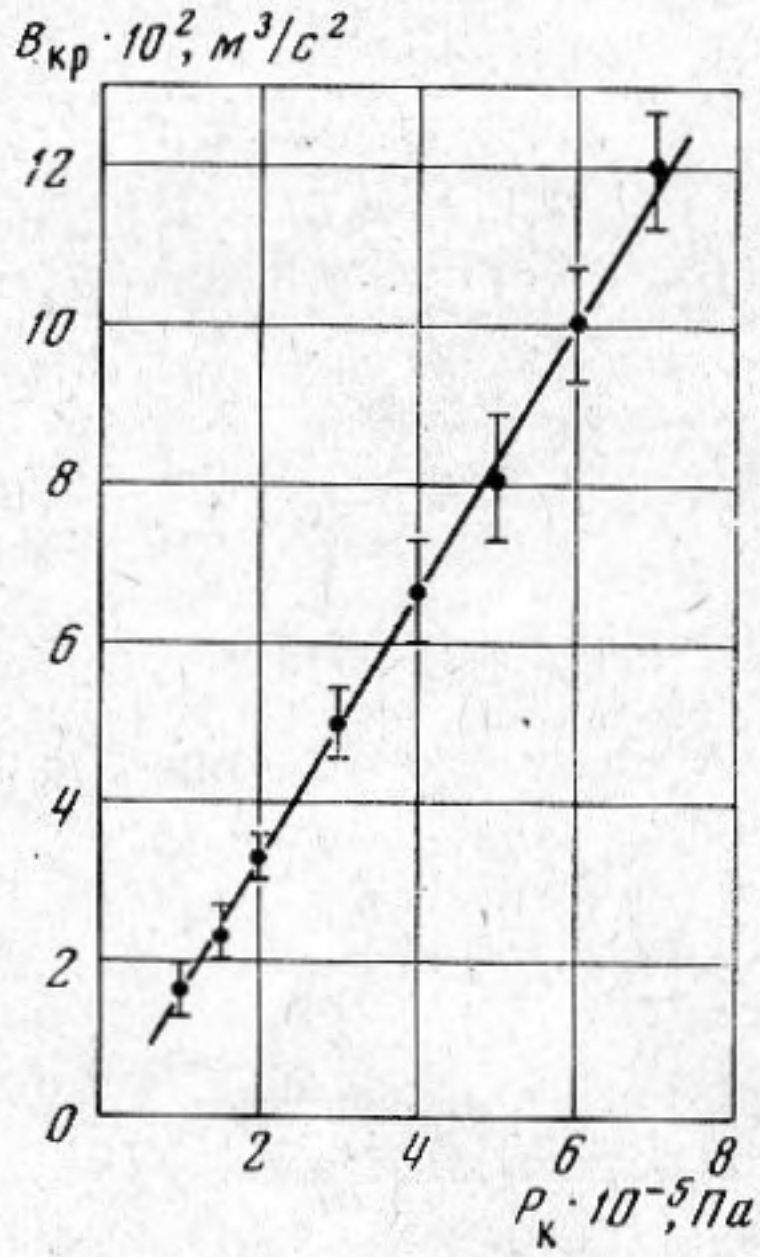
Таким образом, амплитуда P_m переменного давления в аппарате пропорциональна скорости изменения расхода. Такую же зависимость получим, рассматривая отверстие статора (размеры которого малы по сравнению с $\mathscr{L}'$) как точечный источник звука нулевого порядка. Действительно, переменное давление вблизи точечного источника с изменяющейся объемной скоростью $Q_1(t)$ также пропорционально $\partial Q_1(t)/\partial t$ [3].

Допуская, как в работе [4], что переменный во времени расход $Q_1(t)$ пропорционален $S(t)$ — площади проходного сечения отверстия перемен-

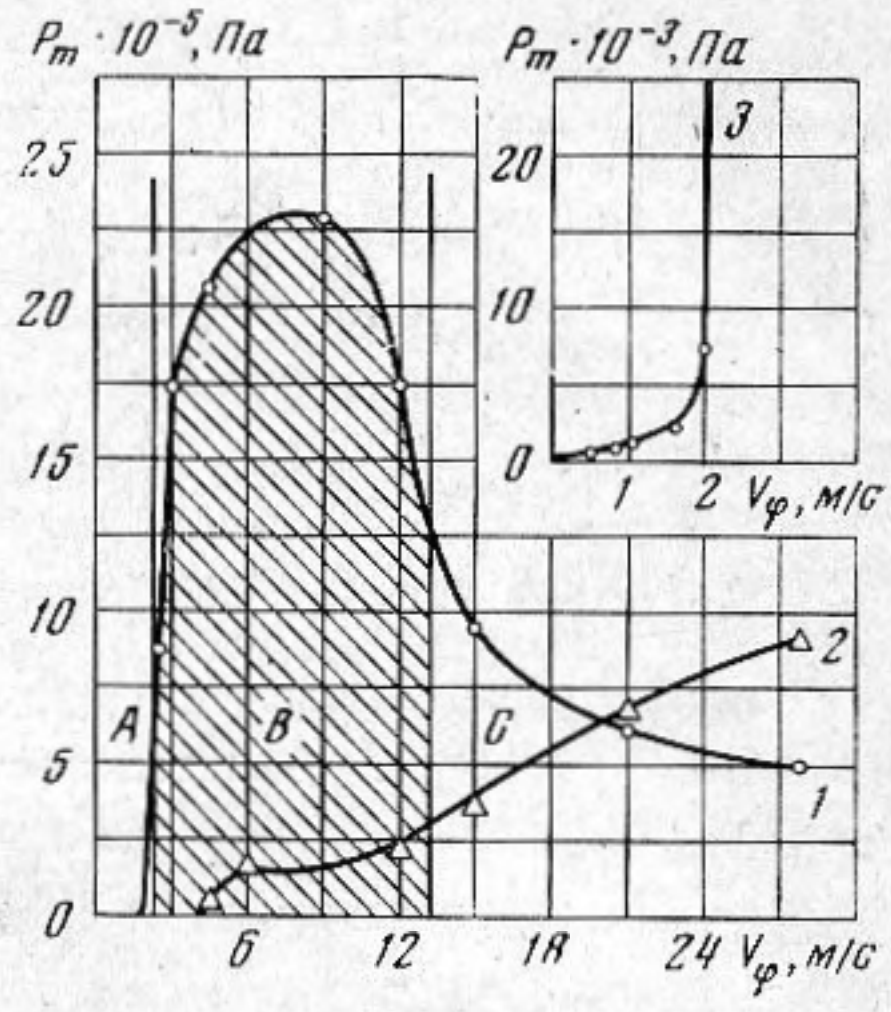
ной ширины (что, вообще говоря, справедливо лишь при условии медленного перекрывания отверстий $v_\varphi < v_\tau$), в случае отверстий прямоугольной формы, с учетом течения через зазор, имеем для расхода $Q(t)$ через все z_c отверстия статора в пределах одного периода перекрывания отверстия статора выражение [5]

$$(5)\qquad Q(t)=Q_{\min}+\frac{\omega R}{a}\begin{cases}(Q_{\max}-Q_{\min})t; & 0\leqslant t\leqslant a/\omega R,\\ (Q_{\max}-Q_{\min})\left(\dfrac{2a}{\omega R}-t\right); & a/\omega R\leqslant t\leqslant 2a/\omega R,\\ 0; & 2a/\omega R\leqslant t\leqslant (a+b)/\omega R.\end{cases}$$

Здесь a и b — соответственно ширина отверстий и промежуток между ними в роторе; $Q_{\max}$ и $Q_{\min}$ — значения расхода соответственно при совпадающих и перекрытых отверстиях. Дифференцируя выражение (5) по времени, вводя коэффициент модуляции расхода $m=1-Q_{\min}/Q_{\max}$, выражая $Q_{\max}$ через среднее за период значение расхода $\overline{Q}=\frac{1}{T}\int_0^T Q(t)\,dt$ и учитывая, что расход через одно отверстие $Q_1(t)=Q(t)/z_c$, можно показать, что



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимость критического значения величины B от статического давления в камере для воды

Фиг. 3. Зависимость амплитуды импульсов давления в камере от скорости перекрывания отверстий статора. *1* — $\delta=0{,}05$ *мм*, *2* — $\delta=0{,}54$ *мм*, *3* — начальный участок кривой *1* в увеличенном масштабе; вода, $\overline{Q}_1=10^{-4}$ *м³/сек*

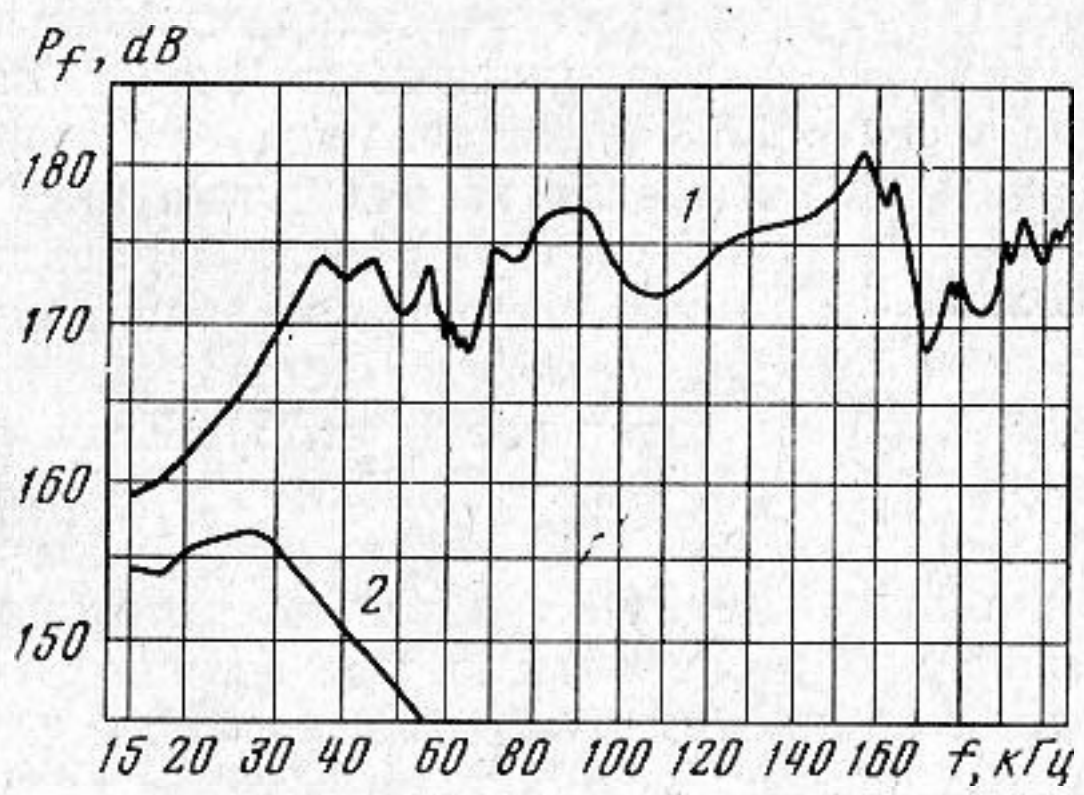
$$(6)\qquad \frac{\partial Q_1(t)}{\partial t}=\pm\frac{2\overline{Q}\omega R}{z_c a}\,\frac{m}{m\tau+2(1-m)}$$

где $\tau=2a/(a+b)$ — отношение длительности импульса к периоду основных колебаний, или коэффициент заполнения отверстий ротора [6].

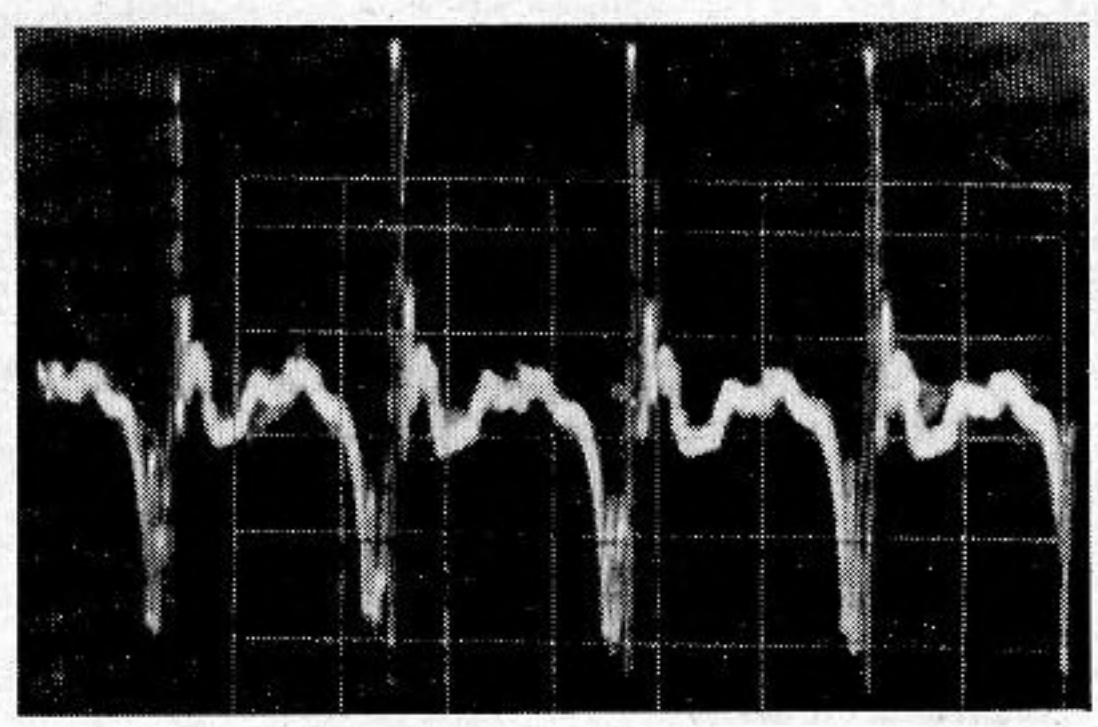
Из выражений (4) и (6) получим

$$(7)\qquad P_m=C_1\omega\overline{Q}\,\frac{m}{m\tau+2(1-m)},$$

где $C_1 = C2R/z_c a$. Таким образом, если кавитация обусловлена переменным давлением в среде, а не отрывом течения, то с увеличением P_0, как это следует из формул (3) и (7), критическое значение величины $B_{кр} = \frac{m(\overline{Q}\omega)_{кр}}{m\tau + 2(1-m)}$, при котором начинается кавитация, должно возрастать линейно. Вид зависимости $B_{кр}$ от P_0 и будет критерием того, какой тип кавитации возбуждается в аппарате: линейная зависимость — кавитация акустическая; нелинейная зависимость — гидродинамическая кавитация или совокупность той и другой. Для определения этой зависимости следует контролировать значения $\omega_{кр}$ и $Q_{кр}$, при которых начинается кавитация, а также знать величину коэффициента модуляции потока m.



Фиг. 4. Спектры кавитационного шума в воде при различных числах гидродинамической кавитации: *1* — $\chi=4$, *2* — $\chi=0{,}25$. Нулевой уровень переменного давления $2\cdot10^{-5}$ *Па*



Фиг. 5. Осциллограммы кавитационных импульсов в воде при $\delta=0{,}07$ *мм*, $\overline{Q}_1=10^{-4}$ *м³/сек*, $\omega R=5{,}3$ *м/сек*

Эксперименты по определению условий возбуждения кавитации проводились на сирене [7] с прямоугольными отверстиями в роторе и статоре, позволявшей регулировать и измерять расход, давление в камере $P_к$ и в роторе $P_р$, угловую скорость ротора ω и величину зазора между ротором и статором. Использовались два сменных ротора радиусом $R=70$ *мм*, имевших 36 и 72 равномерно расположенных на боковой поверхности отверстия сечением 2×5 *мм²* ($\tau=0{,}33$ и 0,66 соответственно).

Измерения проводились на свежей водопроводной воде и веретенном масле с рециркуляцией в диапазонах изменения: расхода на одно отверстие статора $(0{,}05-0{,}16)\cdot10^{-3}$ *м³/сек*; угловой скорости ротора

ω — (0—400) *сек*$^{-1}$; величины δ зазора — (0,05—0,54) *мм*; абсолютного давления в камере — (0,1—0,7) *МПа* (1—7 *атм*); в роторе — (0,1—0,9) *МПа*. Возникновение кавитации фиксировалось по появлению высокочастотных шумов с помощью звукоприемника установленного в камере аппарата напротив отверстия статора на расстоянии 1,5 *см*.

Эксперименты показали, что $B_{кр}$ линейно возрастает с увеличением давления в камере (фиг. 2), что подтверждает акустический характер возбуждения кавитации. Максимальная статистическая погрешность в определении $B_{кр}$, вычисленная по всем измерениям в указанных пределах изменения Q и δ, составляла для воды — 18% и для масла — 14%, что можно считать удовлетворительным, учитывая множественность факторов, влияющих на порог кавитации (размеры парогазовых зародышей, примеси, температура, вязкость и др.).

Фиг. 6. Кавитационная эрозия держателя гидрофона

При возникновении кавитации амплитуда импульсов давления, воспринимаемых звукоприемником в камере, увеличилась скачком в сотни раз (фиг. 3). Если давление в камере было близким к атмосферному ($P_к < 0{,}15$ *МПа*), то при увеличении $\bar{Q}$ или ω амплитуда кавитационных импульсов, переходя через максимум, уменьшалась (фиг. 3, области *B* и *C*). Видимо, при больших скоростях потока или ротора и малых статических давлениях ($\chi \ll 1$) на острых кромках отверстия статора становилось возможным образование макроразрывов сплошности жидкости (т. е. гидродинамической кавитации) и, как следствие, уменьшение волнового сопротивления среды и переменного давления [8]. Такой режим работы аппарата может быть назван режимом гидродинамической кавитации.

На фиг. 4 представлены две спектрограммы звукового давления в диапазоне частот 15—200 *кгц*. Основная частота перекрывания отверстий статора для кривой *1* — 0,5 *кгц*; для второй — 2,3 *кгц*. Спектры анализировались при помощи анализатора гармоник С5-2 и записывались самописцем Н-110. Эксперименты проводились при $Q_1 = 10^{-4}$ *м*^{3}/*сек*, $P_к = 10^5$ *Па*. Для кривой *1*: $\omega R = 6$ *м/сек*, $\delta = 0{,}09$ *мм*, $\rho v^2/2 = 0{,}26 \cdot 10^5$ *Па*, $\chi = 4 > 1$; для кривой *2*: $\omega R = 28$ *м/сек*, $\delta = 0{,}54$ *мм*, $\rho v^2/2 = 4 \cdot 10^5$ *Па*, $\chi = 0{,}25 < 1$. Из условий эксперимента и вида спектрограмм следует, что в первом случае наблюдается акустическая кавитация: в спектре преобладают высокочастотные составляющие большой амплитуды, что говорит о наличии мелких кавитационных пузырьков. При гидродинамической кавитации (кривая *2*) отсутствуют высокочастотные составляющие спектра, интегральный уровень звукового давления мал, что соответствует колебаниям (а не захлопыванию) больших каверн.

Исходя из изложенного выше, можно предложить две модели возбуждения кавитации в аппаратах типа сирен. 1. При больших скоростях перекрывания отверстий и малых расходах кавитационное облако образуется в зоне застоя у отверстия статора (как это наблюдалось в работе [1]) и имеет место гидродинамическая кавитация. 2. При малых величинах зазора и, следовательно, значительной глубине модуляции расхода в отрицательной фазе импульса, когда абсолютное давление в отверстии статора станет меньше давления парогазовой смеси в зародышевых пузырьках, начинается их бурный рост. Эти неустойчивые пузырьки выносятся потоком в камеру и захлопываются там раньше, чем закончится первичный импульс давления, что подтверждается осциллограммами (фиг. 5). Вынос активных пузырьков до их захлопывания в озвучиваемую камеру позволяет избежать кавитационной эрозии стенок отверстий и эффективно воздействовать на обрабатываемую среду по всему объему камеры.

В аппаратах типа сирены, работающих в щелочной среде уже более 5 лет, не наблюдалось заметной эрозии стенок отверстий ротора и статора. Очаги эрозии были обнаружены на поверхностях приемников давления и на дне камеры (фиг. 6).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фридман В. М.* Ультразвуковая интенсификация процессов, протекающих в системах ж – ж, ж – т. VI Всес. акуст. конф. Доклад Р1У8, М., 1968.
2. *Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф.* Кавитация, М., «Мир», 1974.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред, М., Гостехтеориздат, 1953.
4. *Константинов Б. П.* Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. М.– Л., «Наука», 1974.
5. *Юдаев В. Ф., Кокорев Д. Т.* Исследование гидродинамической сирены. Изв. вузов. Машиностроение, 1969, 10, 72–77.
6. *Юдаев В. Ф., Кокорев Д. Т., Сопин А. И.* К вопросу о расчете геометрических параметров типа гидродинамической сирены. Изв. вузов. Машиностроение, 1972, 6, 80–85.
7. *Биглер В. И., Лавренчик В. Н., Юдаев В. Ф.* Влияние величины зазора на гидроакустические характеристики гидросирены. Акуст. ж., 1977, *23*, 3, 356–361.
8. *Сиротюк М. Г.* Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации. В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. Мощные ультразвуковые поля. Под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука», 1968, 167–220.

Московский институт
химического машиностроения

Поступила
16 февраля 1977 г.
После переработки
3 июня 1977 г.