АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIV 1968 Вып. 4

УДК 534.222:532.528

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА ШУМА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ НА ВРАЩАЮЩИХСЯ В ВОДЕ СТЕРЖНЯХ

В. П. Лесуновский, Ю. В. Хоха

Проведено измерение шума кавитации на вращающихся в воде стержнях с разной формой концевого элемента в диапазоне звуковых частот; получены спектры кавитационного шума. Установлено влияние концевого элемента стержня на характер шума. Определена эмпирическая формула для частот экстремумов спектров. Вид спектров шума зависит от стадии развития кавитации.

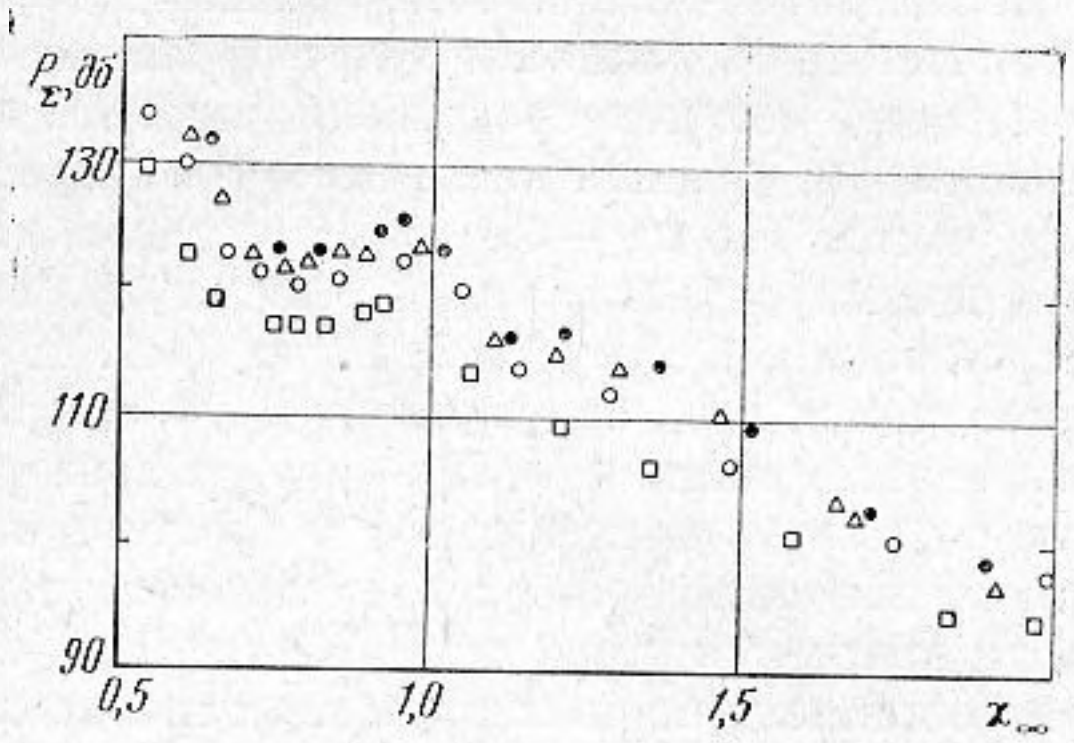
Одним из интересных и характерных проявлений гидродинамической кавитации является излучение шума. Ввиду сложности физических процессов, происходящих при кавитации, теоретический анализ ее различных, в том числе и акустических, характеристик является затруднительным. Поэтому экспериментальное исследование шумов, возникающих при гидродинамической кавитации, представляет значительный интерес.

Некоторые данные о спектрах кавитационного шума, образующегося при вращении в воде тонкого стального прутика, приведены в работе [1]. Опыты проводились в условиях ограниченного объема при неизменном гидростатическом давлении. Приведены спектры, соответствующие только максимуму кавитационного шума. Спектры кавитационного шума, образующегося при обтекании потоком цилиндра, пластины, диска, получены в работе [2]. Измерения шума проводились в кавитационных трубах вблизи кавитационной области. Достаточно полная библиография работ, касающихся акустических характеристик кавитационного шума, содержится в книге [3]. Результаты исследований спектров шума гидродинамической кавитации при различных стадиях ее развития и в условиях, позволяющих достаточно корректно определять спектры (волновая зона, безграничная среда), в литературе, насколько нам известно, не приводились.

В настоящей работе приводятся результаты измерения спектров кавитационного шума, генерируемого вращающимися в воде стержнями. Опыты проводились в Черном море на специальной экспериментальной установке, опускавшейся на различные глубины. Основную часть экспериментальной установки составлял электродвигатель постоянного тока, установленный внутри герметического кожуха. На конце вала электродвигателя, выведенного наружу через уплотнительные сальники, крепилась испытуемая модель. Контроль числа оборотов осуществлялся электромеханическим датчиком. Использование мотора постоянного тока позволяло производить плавное регулирование числа оборотов в широком диапазоне, что обеспечивало возможность получения различных стадий развития кавитации на вращающихся стержнях.

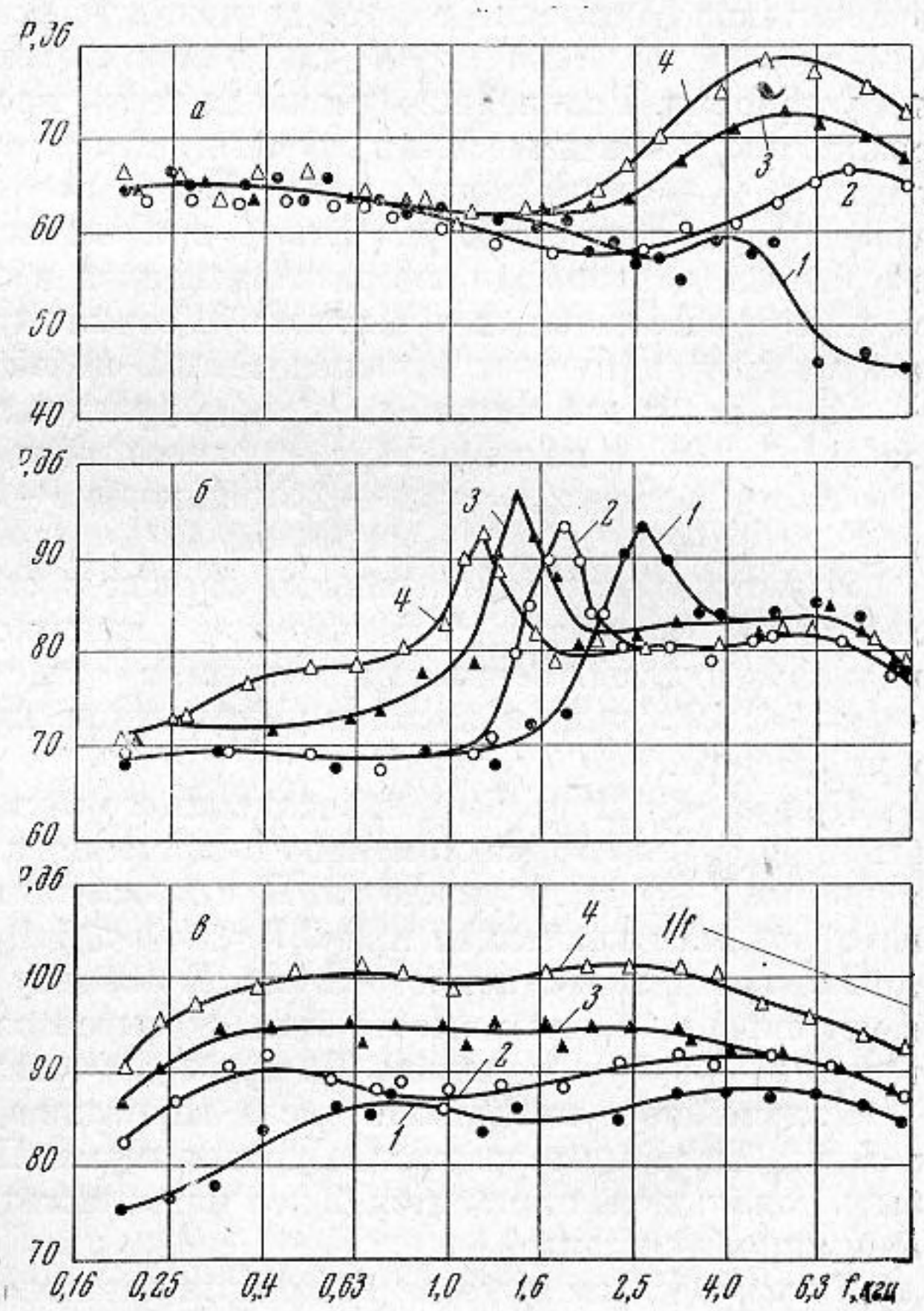
Измерение шумов производилось в волновой зоне. Для измерения использовался звукоприемный тракт с равномерной частотной характеристикой в диапазоне от 40 *гц* до 20 *кгц*. Интегральный уровень шумов в указанной полосе частот регистрировался самописцем Н-110. Кроме того, производилась запись шумов на магнитофоне звуковых частот. Полученные маг-

нитные записи подвергались затем узкополосному спектральному анализу в диапазоне частот 200 *гц* — 10 *кгц*. С этой целью отрезок ленты с исследуемым сигналом склеивался в кольцо, которое затем непрерывно воспроизводилось на магнитофоне. С выхода магнитофона сигнал подавался на вход гетеродинного анализатора с полосой пропускания около 4 *гц*. Запись спектрограмм производилась самописцем Н-110.



Фиг. 1

Стержни были выполнены в виде двухлопастных моделей с сечением в форме симметричного профиля Жуковского (так называемый профиль НЕЖ). По существу каждая лопасть модели являлась крылом конечного размаха с нулевым углом атаки. Ниже будут приведены экспериментальные результаты для двух моделей, имеющих одинаковые профильные характеристики (хорда — 30 *мм*, максимальная толщина профиля — 8 *мм*, коэффициент максимального разрежения $\xi_m = 1{,}05$), но различающиеся формой концевых элементов лопастей. У одной модели на концах лопастей была острая кромка, а у другой модели концевая часть была «скруглена»: ей была придана форма, получающаяся вращением профиля сечения вокруг его хорды. Диаметры моделей были равны соответственно 520 и 470 *мм*.



Фиг. 2

В качестве критерия, характеризующего возникновение и развитие кавитации, использовалось число кавитации в обычной форме, $\varkappa_\infty = (P_\infty - P_d) \Big/ \rho \dfrac{U_\infty^2}{2}$, где P_∞ — гидростатическое давление, P_d — давление парообразования, ρ — плотность жидкости, U_∞ — скорость свободного потока. Поскольку при вращении стержней наибольшие скорости обтекания достигаются на концах, то для характеристики кавитационного течения использовалось минимальное значение числа кавитации, соответствующее окружной скорости концевого элемента лопасти мо-

дели. Следует отметить, что при определении $\varkappa_\infty$ не учитывалось возможное увлечение потока вращающимся стержнем, а также влияние конечности размаха лопастей моделей на обтекание.

Известно, что характер кавитационного шума зависит от стадии развития кавитации [4]. При различных стадиях шум имеет специфические особенности, отчетливо обнаруживающиеся на слух. Естественно предполагать, что эти особенности будут проявляться в форме спектров шума.

Прежде чем непосредственно перейти к описанию спектров, рассмотрим зависимость уровней кавитационного шума P_Σ, измеренных в широкой полосе частот (40 *гц* — 20 *кгц*), от числа кавитации и приведем субъективные оценки характера шума (на слух). Такие зависимости для стержня с острой кромкой представлены на фиг. 1. По оси абсцисс отложено число кавитации $\varkappa_\infty$, по оси ординат — уровни шума P_Σ в децибелах, приведенные к расстоянию 1 *м*, нулевой уровень равен $2 \cdot 10^{-5}$ *н/м*^{2}. Величина гидростатического давления P_∞ в процессе измерений поддерживалась постоянной. Изменение числа кавитации осуществлялось путем изменения скорости вращения стержня U_∞. Значки в виде квадратов, белых кружков, треугольников, черных кружков относятся соответственно к $P_\infty = 2{,}5$; 3,5; 4,5; 5,5 *атм*.

При уменьшении числа кавитации уровень шума P_Σ сначала растет сравнительно медленно вплоть до некоторого критического числа кавитации $\varkappa_{\infty\,\text{кр}} \simeq 1{,}7$. Величина P_Σ при этом определяется собственными шумами установки. Дальнейшее уменьшение $\varkappa_\infty$ приводит к более резкому (по сравнению с механическими шумами) возрастанию уровня. При значениях $\varkappa_\infty \simeq \varkappa_{\infty\,\text{кр}}$ шум представляет собой последовательность нерегулярно чередующихся щелчков различной длительности. Такой характер шума обусловлен захлопыванием развивающихся в зоне пониженного давления мелких кавитационных пузырьков. Щелчки шума соответствуют захлопыванию либо единичных пузырьков, либо целой серии пузырьков.

При числах кавитации $\varkappa_\infty < \varkappa_{\infty\,\text{кр}}$ уровень шума вращающегося стержня возрастает и по характеру звучания шум становится непрерывным. В области вблизи $\varkappa_\infty = 1{,}1 \div 1{,}2$ величина P_Σ остается примерно постоянной.

Известные экспериментальные данные о структуре кавитационных областей [3] указывают на то, что в начальных стадиях кавитация является мелкопузырчатой. Возрастание шума в области чисел кавитации $1{,}1 < \varkappa_\infty < 1{,}7$ можно объяснить увеличением числа кавитационных каверн и их размера.

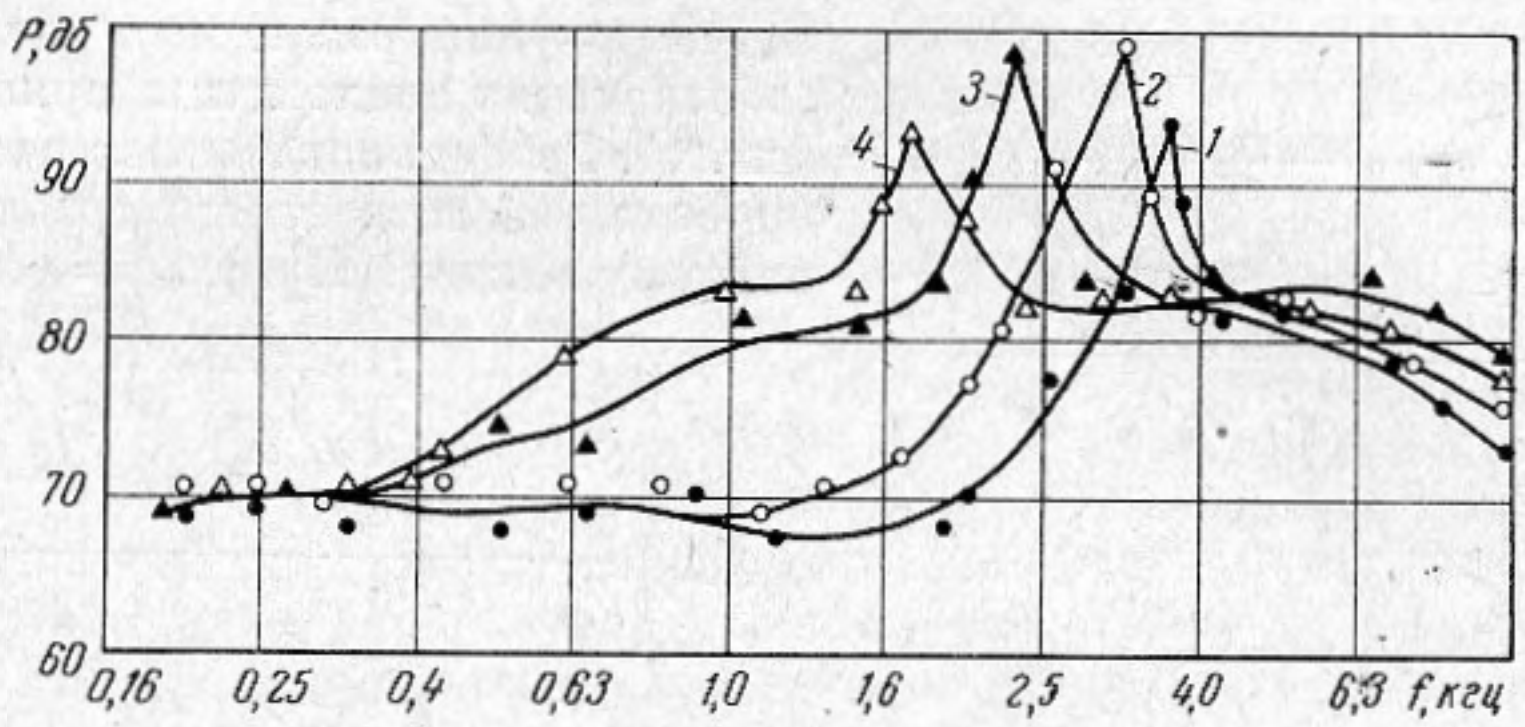
При $\varkappa_\infty < 1{,}1$ уровень кавитационного шума снова возрастает и достигает при $\varkappa_\infty \simeq 0{,}95$ максимального значения и затем незначительно (примерно на 2—3 *дб*) понижается. При прослушивании шумов, соответствующих режимам кавитации при $0{,}7 < \varkappa_\infty < 1{,}1$, отчетливо обнаруживается тональность кавитационного шума. По своему звучанию шум напоминает свист сирены, причем высота тона оказывается зависящей от скорости обтекания U_∞: с увеличением U_∞ при $P_\infty = \text{const}$ высота тона понижается.

Дальнейшее уменьшение числа кавитации (начиная с $\varkappa_\infty \simeq 0{,}7$) приводит к быстрому возрастанию уровня шума. При $\varkappa_\infty < 0{,}7$ шум перестает быть тональным, становится более низкочастотным и по своему характеру напоминает шипенье.

Таким образом, уже на основании зависимостей интегрального уровня шума в диапазоне звуковых частот от числа кавитации и субъективных оценок характера кавитационного шума вращающихся стержней с острой кромкой режимы кавитационного течения можно разбить на три области: *1* — $1{,}1 < \varkappa_\infty < 1{,}7$; *2* — $0{,}7 < \varkappa_\infty < 1{,}1$; *3* — $\varkappa_\infty < 0{,}7$. Анализ структуры спектров позволяет произвести такое разбиение более обоснованно.

Спектры, соответствующие 1-й области чисел кавитации, приведены на фиг. 2, *а* ($P_\infty = 2{,}5$ *атм*; *1* — $\varkappa_\infty = 1{,}83$, *2* — $\varkappa_\infty = 1{,}58$, *3* — $\varkappa_\infty = 1{,}35$, *4* — $\varkappa_\infty = 1{,}3$). Характерной особенностью этих спектров является подъем

на верхних звуковых частотах. По мере развития кавитации (уменьшение $\varkappa_\infty$) спектральный уровень шумового давления на частотах от 4 до 10 *кгц* возрастает, что приводит в конечном счете к формированию в диапазоне частот 4—8 *кгц* размытого максимума. С уменьшением $\varkappa_\infty$ проявляется тенденция к смещению этого максимума в сторону низких частот. Ширина максимума определяется, по-видимому, спектром излучения развивающихся кавитационных пузырьков; этот спектр, в свою очередь, зависит от размеров газовых зародышей, которые содержатся в морской воде, и от условий их развития в потоке, обтекающем тело.



Фиг. 3

Таким образом, на начальной стадии кавитации спектральный уровень шумового давления $P(f)$ возрастает прежде всего на верхних звуковых частотах. На частотах ниже 1 *кгц* спектр шума при изменении $\varkappa_\infty$ существенно не изменяется, практически совпадая со спектром помехи. Такой характер спектров можно считать естественным, если иметь в виду, что в начальных стадиях, как уже указывалось выше, кавитация является мелкопузырчатой. Тем не менее этот факт представляется важным, так как он может быть использован для регистрации возникновения кавитации в потоке. Заметим, что при режимах обтекания, соответствующих началу кавитации, уровень шума P_Σ в широкой полосе частот при изменении $\varkappa_\infty$ почти не изменяется по сравнению с уровнем помехи. В то же время спектральные уровни шума на верхних звуковых частотах изменяются значительно.

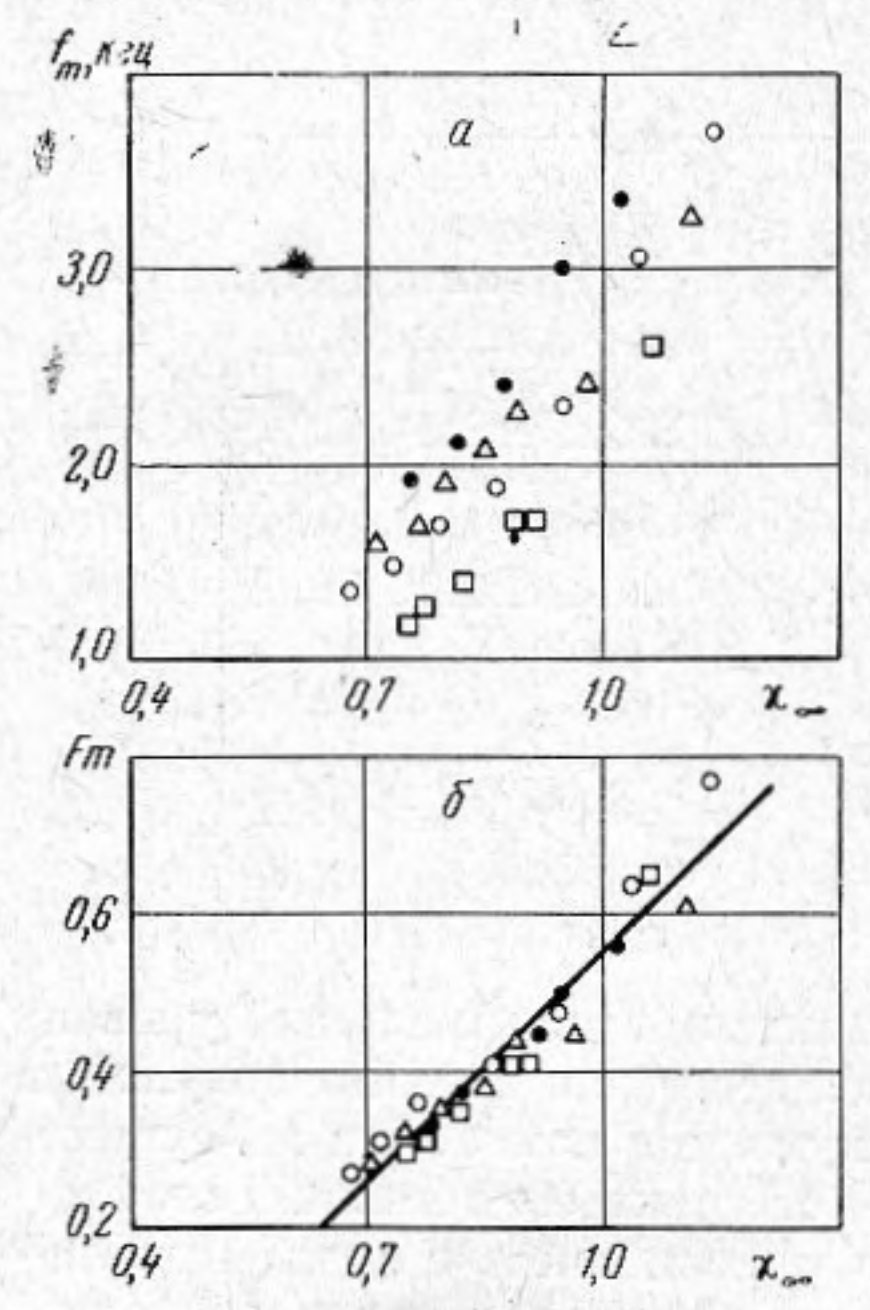
На рис. 2, *б* представлены спектры шума, соответствующие 2-й области чисел кавитации ($P_\infty = 2{,}5$ *атм*; *1* — $\varkappa_\infty = 1{,}07$, *2* — $\varkappa_\infty = 0{,}91$, *3* — $\varkappa_\infty = 0{,}82$, *4* — $\varkappa_\infty = 0{,}77$). Рассмотрение спектров для этих режимов вращения стержня показывает, что здесь наблюдаются четко выраженные максимумы. В дальнейшем будем называть их кавитационными максимумами, а соответствующую им частоту обозначать f_m.

Из фиг. 2, *б* видно, что положение частоты кавитационных максимумов f_m в спектре зависит от скорости обтекания U_∞. С увеличением U_∞ (при $P_\infty = \text{const}$) f_m смещается в сторону низких частот. С другой стороны, исследование спектров кавитационного шума при одинаковых U_∞, но при разных значениях P_∞ (фиг. 3, $U_\infty = 34{,}5$ *м/сек*; *1* — $\varkappa_\infty = 1{,}03$, *2* — $\varkappa_\infty = 0{,}95$, *3* — $\varkappa_\infty = 0{,}84$, *4* — $\varkappa_\infty = 0{,}76$) свидетельствует о том, что с увеличением P_∞ частота f_m повышается. Отметим, что частоты кавитационных максимумов обнаруживаются в диапазоне от 1 до 4 *кгц*.

Указанные особенности спектров являются характерными для газовой кавитации [5]. Это дает возможность предположить, что возникновение максимумов в спектрах кавитационного шумоизлучения обусловлено объемными пульсациями газовых каверн, образующихся в потоке при определенных стадиях развития кавитации.

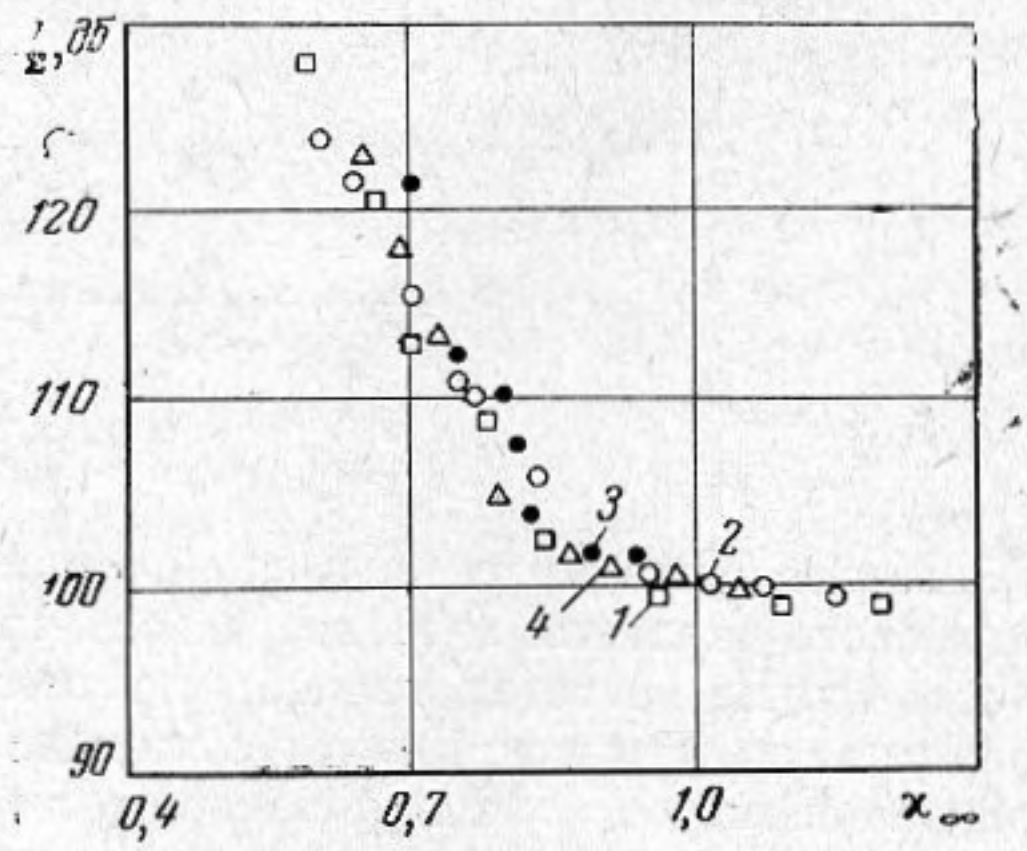
Представляет интерес сопоставление обсуждаемых результатов с дан-

ными, приведенными в работе [2]. Максимумы в спектрах шума, образующегося при обтекании цилиндра, пластины и диска, наблюдались при отрывной стадии кавитации. Эта стадия характеризуется четкой вихревой структурой. В отличие от стадии начальной кавитации возникающие на профиле пузырьки (впереди точки отрыва вихрей) на этой стадии попадают в вихри. Периодичность образования вихрей приводит к тому, что объемы последовательно образующихся каверн получаются в среднем одинаковыми. Заметим, что частота колебаний каверн на порядок превосходит частоту срыва вихрей.



Фиг. 4

На фиг. 4, *а* приведена зависимость f_m от $\varkappa_\infty$ для различных значений P_∞ (обозначения аналогичны принятым на фиг. 1). График показывает, что f_m с увеличением $\varkappa_\infty$ возрастает в среднем по линейному закону. При $\varkappa_\infty = \text{const}$ боль-



Фиг. 5

шим значениям P_∞ соответствуют более высокие частоты кавитационных максимумов f_m.

Интересно учесть влияние величины P_∞ на зависимость f_m от $\varkappa_\infty$. Если допустить, что кавитационные максимумы обязаны своим существованием объемным пульсациям газовых пузырьков, то для небольших пузырьков при адиабатическом изменении их объема частота колебаний определяется соотношением $f_m = {}^1/_2\pi R(3\gamma P_\infty / \rho)^{1/2}$, где γ — показатель адиабаты. Для рассматриваемого случая радиус пузырьков R определяется размером зоны разрежения, которую в первом приближении можно считать пропорциональной максимальной толщине профиля сечения стержня L, числом кавитации $\varkappa_\infty$ и коэффициентом максимального разрежения ξ_m. Исходя из этих соображений, нетрудно построить безразмерный параметр $F_m = f_m L / (3\gamma P_\infty / \rho)^{1/2}$, сохраняющий постоянную величину при $\varkappa_\infty = \text{const}$. Результаты пересчета данных фиг. 4, *а* в виде зависимости параметра F_m от $\varkappa_\infty$ показаны на фиг. 4, *б*. Семейство точек фиг. 4, *а*, имеющих значительный разброс, удовлетворительно сводится на одну линию, дающую возможность получить эмпирическую формулу для частот кавитационных максимумов $f_m \approx \frac{1}{L}(3\gamma P_\infty / \rho)^{1/2}(\varkappa_\infty - c)$, где c — постоянная, зависящая от формы профиля ($c \approx {}^1/_2\xi_m$).

В области $\varkappa_\infty \simeq 0{,}9$, как уже отмечалось выше, P_Σ достигает наибольшего значения. В спектрах шума, соответствующих этим режимам вращения модели ($\varkappa_\infty \simeq 0{,}9$), наблюдается кавитационный максимум с самым высоким спектральным уровнем.

Последующее уменьшение $\varkappa_\infty$ приводит к дальнейшему снижению частоты кавитационных максимумов. Уровни кавитационных максимумов также несколько уменьшаются. При этом уровень шума на низких частотах начинает повышаться. Одновременно начинает проявляться явная тенденция к выравниванию спектров.

При значениях чисел кавитации $\varkappa_\infty < 0{,}7$ (фиг. 2, *в*, $P_\infty = 2{,}5$ *атм*; *1* — $\varkappa_\infty = 0{,}65$, *2* — $\varkappa_\infty = 0{,}61$, *3* — $\varkappa_\infty = 0{,}54$, *4* — $\varkappa_\infty = 0{,}46$) резко возрастают шумы в области всего спектра, и в особенности на низких частотах. При достаточно развитых стадиях кавитации спектральные уровни шумового давления $P(f)$ в диапазоне частот 0,5—3 *кгц* практически не зависят от частоты. На высоких частотах (выше 3—4 *кгц*) спектральные уровни $P(f)$ спадают по закону, близкому к $1/f$, т. е. примерно 6 *дб* на октаву. Эти закономерности являются характерными для паровой кавитации [5].

Таким образом, исследование спектров показывает, что кавитационное шумоизлучение, соответствующее 1-й области чисел кавитации (1,7—1,1), характеризуется подъемом спектральных уровней на высоких частотах; во 2-й области чисел кавитации (1,1—0,7) в спектрах имеют место кавитационные максимумы в диапазоне частот 1—4 *кгц* с четко выраженной характерной частотой; в 3-й области чисел кавитации ($\varkappa_\infty < 0{,}7$) наблюдается резкий подъем спектральных уровней на низких частотах. Эти особенности спектров дают возможность сделать заключение о том, что характер излучения шума определяется тремя различными стадиями развивающейся в потоке кавитации, которые последовательно сменяют друг друга. Различным стадиям развития кавитации соответствуют совершенно определенные по форме спектры кавитационного шума.

С целью выяснения влияния формы концевого элемента кромки стержня на кавитационное шумоизлучение были проведены опыты с аналогичным стержнем, имевшим скругленную кромку. Оказалось, что развитие кавитации на такой модели протекает так, что первые две стадии кавитации вообще отсутствуют. Вид зависимости уровня шума P_Σ в интегральной полосе частот от числа кавитации $\varkappa_\infty$ для стержня со скругленной кромкой показан на фиг. 5 (*1* — $P_\infty = 2{,}5$, *2* — $P_\infty = 3{,}5$, *3* — $P_\infty = 4{,}5$, *4* — $P_\infty = 5{,}5$ *атм*). С уменьшением $\varkappa_\infty$ (начиная с $\varkappa_{\infty\,\text{кр}}$, близкого по величине к коэффициенту максимального разрежения) уровень шума резко возрастает. По своему звучанию шум напоминает шипенье. Дальнейшее уменьшение $\varkappa_\infty$ приводит к монотонному росту уровня кавитационного шума. Характер спектров шума при этом оказывается совпадающим со спектрами 3-й стадии (паровой) кавитации на стержне с кромкой (см. фиг. 2, *в*). Таким образом, форма концевого элемента лопасти модели существенно сказывается на развитии кавитации на вращающемся стержне и, следовательно, на характере кавитационного шума.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Ильичеву за постоянное внимание к работе и ряд ценных советов, а также В. А. Акуличеву за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Mellen. Ultrasonics spectrum of cavitation noise in water. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 3.
2. Г. Н. Кузнецов. Исследование акустических характеристик кавитационного обтекания цилиндра, пластины, диска. Отчет Акустического института АН СССР, 1966.
3. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., Судпромгиз, 1966.
4. К. К. Шальнев. Структура области кавитации. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, 5, 123—147.
5. В. И. Ильичев, В. П. Лесуновский. О спектрах шума при гидродинамической кавитации. Акуст. ж., 1963, 9, 1, 32—36.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
2 июля 1967 г.