АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VIII 1962 Вып. 1

О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ «ЗВУКА ВРАЩЕНИЯ» ГРЕБНОГО ВИНТА В РЕЖИМЕ КАВИТАЦИИ

И. А. Александров

Приводятся некоторые результаты экспериментального исследования спектральных характеристик шума гребных винтов в швартовом режиме. На основании этих экспериментальных данных высказывается предположение, что существование в низкочастотной части спектра дискретных составляющих, в частности гармоник «звука вращения», обусловлено при кавитационном режиме излучением совокупности кавитационных пузырьков.

Расчет акустического поля винта представляет довольно сложную акустико-гидродинамическую задачу. Впервые она была решена для воздушного винта Гутиным [1], который ввел представление об эффективном радиусе винта (эффективный радиус определяет сечение лопасти, к которому можно считать приложенными суммарные упор и момент лопасти). Решение Гутина, приведенное в работе [1], относилось к области дальнего поля, однако полученное им выражение для звукового потенциала позволяло вычислить давление в любой точке поля.

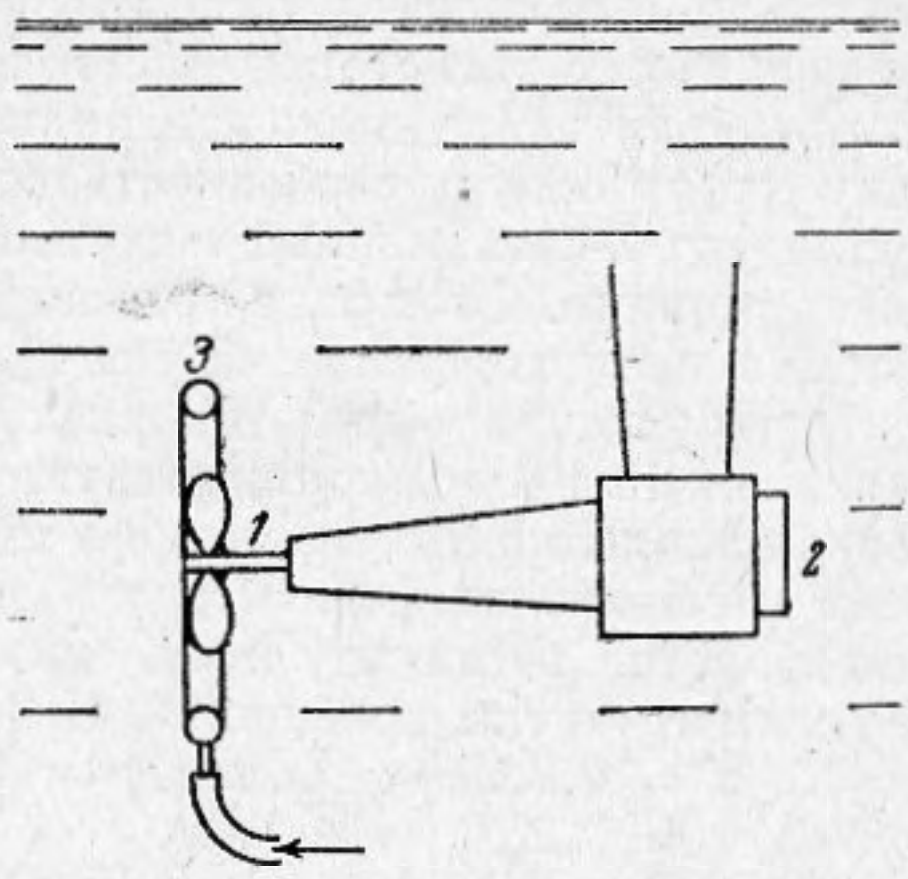
Применив разработанную Гутиным методику, Хаббард и Регнер [2] определили звуковой потенциал для ближнего поля винта. Эксперименты с воздушными винтами показали удовлетворительное совпадение с теорией для чисел Маха, соответствующих концевым элементам лопастей, меньших единицы. Применимость же вышеуказанной теории к случаю винта, работающего в водной среде, ограничивается докавитационным режимом, при котором не нарушается сплошность среды.

Между тем именно режим кавитации представляет наибольший интерес с точки зрения шумообразования гребных винтов, поскольку при больших скоростях хода корабля практически всегда имеет место кавитация. В настоящей работе сделана попытка определить природу излучения на дискретных спектральных составляющих, в частности, на гармониках «звука вращения» в режиме кавитации.

Изучение характеристик шума винтов было проведено в свободной воде на швартовом режиме на моделях с различными конструктивными параметрами — шаговым и дисковым отношениями, числом лопастей, диаметром винта. Общий вид экспериментальной установки приведен на фиг. 1. Исследуемая модель крепилась на конце вала *1*, вращение на который передавалось при помощи клиноременной передачи от электродвигателя постоянного тока *2*. Применение двигателя постоянного тока давало возможность плавно регулировать число оборотов винта. Измерение числа оборотов производилось при помощи дистанционного тахометра *3*, расположенного на другом конце вала. В целях уменьшения собственной шумности установки наружная ее поверхность была облицована несколькими слоями пористой резины общей толщиной около 40 *мм*.

Было проведено две серии экспериментов. В первой серии были получены спектрограммы шума винтов в функции числа оборотов. Диапазон применявшихся чисел оборотов (600—2000 об/мин) позволил охватить как докавитационный, так и кавитационный режимы. Измерения звукового давления производились в плоскости вращения винта на расстояниях 0,5—1,2 *м* от винта, причем звукоприемник и винт находились на одина-

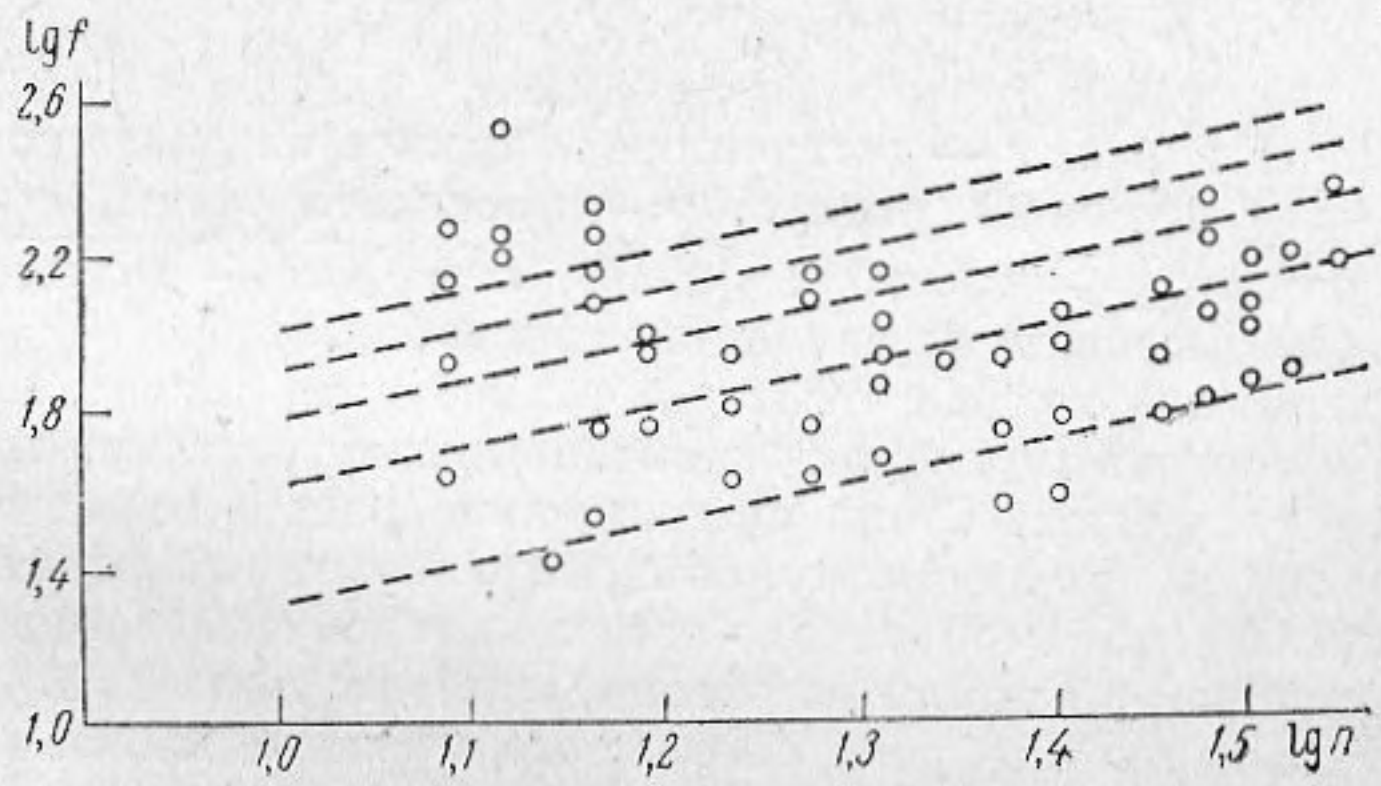
ковом расстоянии от поверхности воды. Электрический сигнал со звукоприемника после усиления поступал на вход частотного анализатора, на выходе которого был включен логарифмический регистратор уровней. При опытах был использован спектральный анализатор фирмы Маркони с частотным диапазоном 20 *гц* — 16 *кгц* и полосой пропускания 4 *гц*, что давало возможность осуществлять детальный анализ спектра шума. Измерялись также общие уровни шума в полосе частот 20 *гц* — 20 *кгц*.



Фиг. 1

Во второй серии экспериментов в зону винта при помощи кольцевой насадки *3* (показанной пунктиром на фиг. 1) вдувались различные газы (воздух, углекислый газ, аммиак). В результате опытов были получены спектры и общие уровни шума для различных чисел оборотов. В этой серии экспериментов была использована магнитная запись шума с последующим кусочно-репетиционным спектральным анализом, проводившаяся с использованием того же анализатора Маркони. Расход газа измерялся газовым счетчиком типа ГК-1. Как в первой, так и во второй серии экспериментов измерения производились при уровнях шума винта, превышающих уровень собственных шумов установки.

В результате спектрального анализа шума моделей гребных винтов было обнаружено, что низкочастотная часть спектра (здесь и в дальнейшем имеется в виду звуковой диапазон частот) представлена в основном



Фиг. 2

дискретными частотами. На фиг. 2 в двойном логарифмическом масштабе показана типичная зависимость дискретных спектральных составляющих f от числа оборотов n, полученная для винта с параметрами $D = 200$ *мм*, $z = 2$, $p = 1$, $\vartheta = 0{,}2$, где z — число лопастей, p — шаговое отношение, ϑ — дисковое отношение, D — диаметр винта. Пунктирные прямые соответствуют гармоникам «звука вращения»

$$f = mnz, \tag{1}$$

где m — номер гармоники.

Из приведенного графика следует, что часть дискретных спектральных составляющих удовлетворительно описывается зависимостью (1) и, сле-

довательно, может быть отождествлена с частотами «звука вращения». Однако помимо гармоник «звука вращения» имеется значительное количество дискретных составляющих, не подчиняющихся зависимости (1). Была сделана попытка изучить характер распределения акустической энергии по дискретным составляющим частотного спектра, но обнаружить какую-либо закономерность не удалось. Соотношения между амплитудами различных дискретных составляющих, в том числе и между гармониками «звука вращения», изменялись в широких пределах. Тем не менее одну характерную особенность следует отметить: в режиме кавитации амплитуда 2-й гармоники «звука вращения» часто превышала амплитуду 1-й гармоники. Этот факт не может быть объяснен на основании представлений о происхождении «звука вращения», развитых Гутиным.

В результате обработки спектрограмм были получены зависимости давления на 1-й гармонике «звука вращения» от числа оборотов. Характерная зависимость указанного типа приведена в двойном логарифмическом масштабе на фиг. 3. Здесь по оси абсцисс отложены логарифмы чисел оборотов в секунду n, по оси ординат — логарифмы давлений на 1-й гармонике «звука вращения». Цифра *1* относится к винту с параметрами $z = 2$, $\vartheta = 0{,}2$, $D = 200$ *мм*, $p = H/D = 0{,}5$, *2* — к винту с параметрами $z = 2$, $\vartheta = 0{,}2$, $D = 200$ *мм*, $p = 0{,}6$, *3* — к винту с параметрами $z = 2$, $\vartheta = 0{,}2$, $D = 200$ *мм*, $p = 0{,}75$. Вертикальные пунктирные прямые соответствуют критическим числам оборотов $n_{кр}$, т. е. моменту начала кавитации. Прямые, отвечающие совокупности экспериментальных точек для каждого винта проведены по методу наименьших квадратов. Прямые линии в нижней части графика получены в результате расчета по формуле для ближнего поля, согласно которой звуковой потенциал в плоскости вращения винта выражается так:

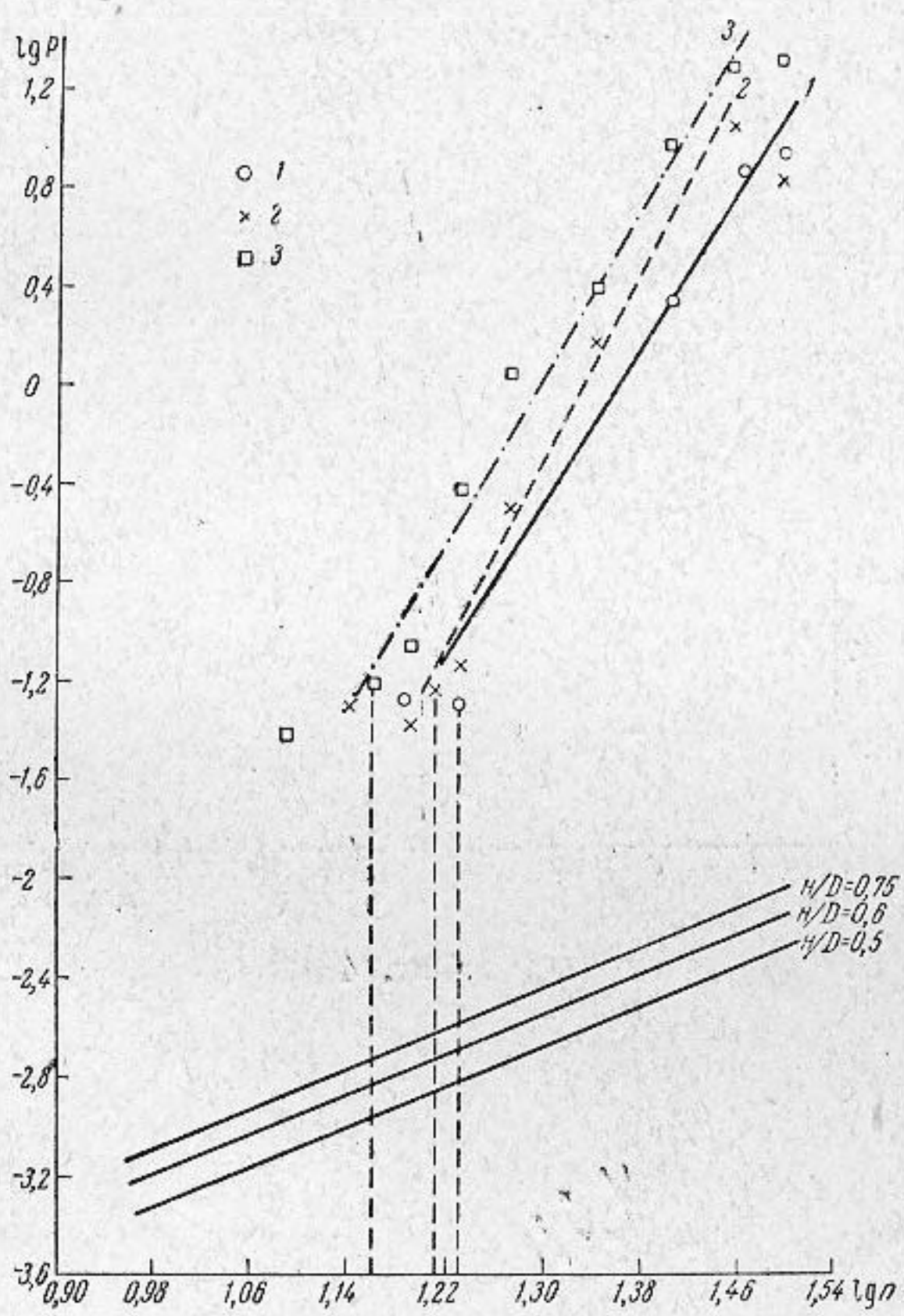
$$\varphi = -\frac{ie^{ikct}}{4\pi^2\rho ck}\int_0^{2\pi}\frac{Qr\sin\theta}{R_e}\cdot\frac{ikS_e+1}{S_e^3}\,e^{-i(mz\Theta+kS_e)}\,d\theta, \qquad (2)$$

где Q — момент винта, r — расстояние от центра винта до точки наблюдения, R_e — эффективный радиус, ρ — плотность среды, c — скорость звука в жидкости, k — волновое число, $s_e \approx \sqrt{r^2 - 2R_e r\cos\theta}$. Интегрирование было выполнено численным способом.

Прежде всего необходимо отметить, что все экспериментальные точки, в том числе и соответствующие докавитационному режиму, лежат значительно выше расчетных. Столь существенное расхождение с теорией в этой области можно, по-видимому, объяснить тем, что формула (2) не учитывает так называемого «объемного излучения», обусловленного периодическим вытеснением жидкости из объема, занятого лопастью. Однако еще большее расхождение с теорией имеет место в режиме кавитации. Анализ полученных результатов показывает, что с момента наступления кавитации скорость роста звукового давления на 1-й гармонике «звука вращения» с увеличением числа оборотов резко возрастает. Этот факт также не может быть объяснен теорией Гутина, поскольку на первой стадии кавитации (она имела место в наших экспериментах, что подтверждается измерениями электрической мощности, потребляемой двигателем) коэффициенты упора и момента существенно не изменяются, и, следовательно, зависимость упора T и момента Q от числа оборотов n должна оставаться той же, что и в докавитационном режиме, т. е. $T \sim n^2$ и $Q \sim n^2$. Это в свою очередь означает, что и зависимость звукового давления от числа оборотов должна была бы остаться прежней. Таким образом, объяснить этот экспериментальный факт можно только путем привлечения новых представлений о природе «звука вращения» в режиме кавитации.

С этой точки зрения полезно рассмотреть зависимость от числа оборотов общей интенсивности шума винта. Такая зависимость приведена на

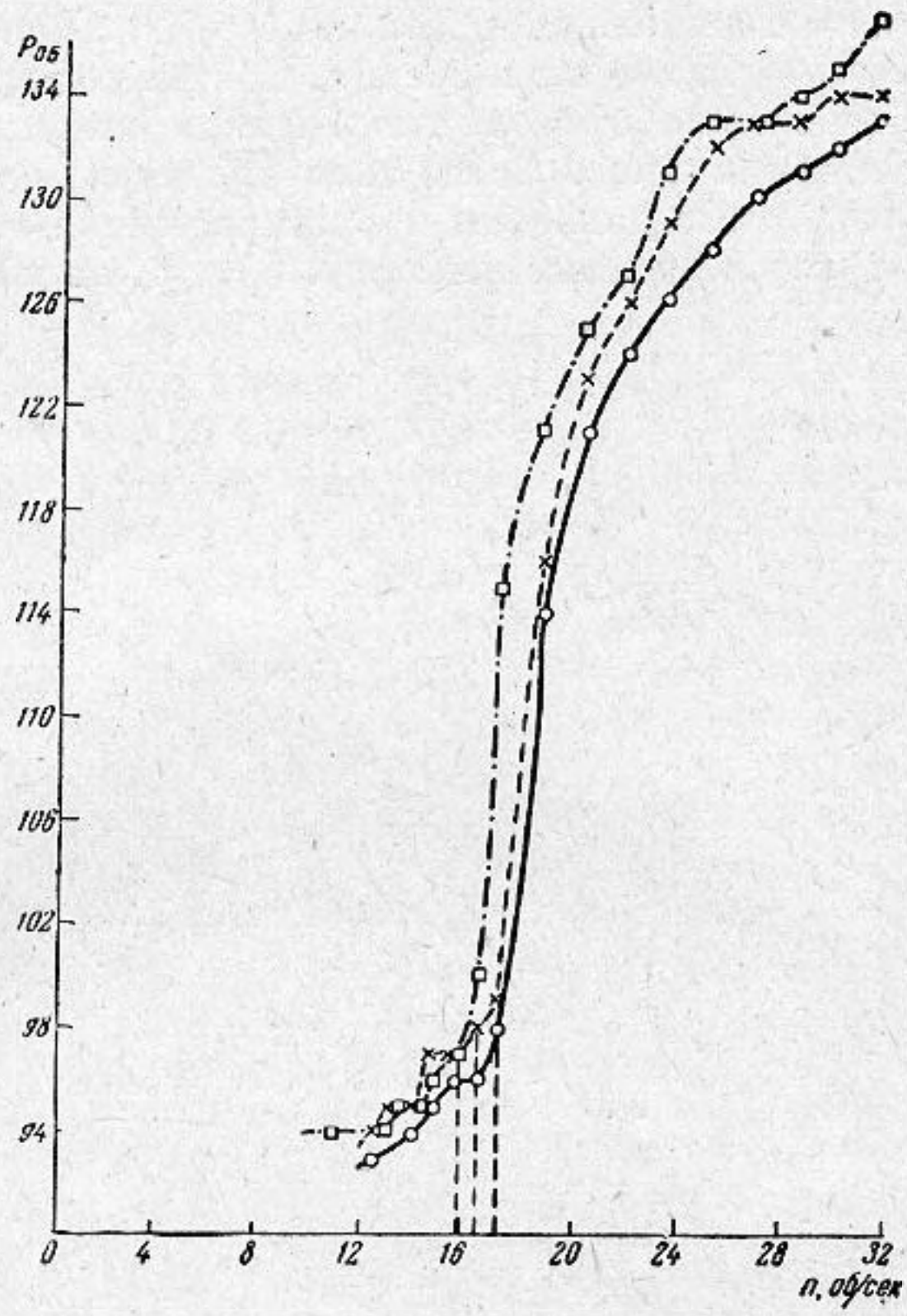
фиг. 4 для тех же винтов, что и на фиг. 3 и при тех же обозначениях. Здесь по оси абсцисс отложены числа оборотов (n об/сек) по оси ординат — давление в полосе 20 *гц* — 20 *кгц* в децибелах. Общий ход кривых зависимости уровня шума от числа оборотов для 1-й гармоники и для интегрального уровня в общем одинаков. Более того, примерно одинаковыми оказываются и скорости роста давления в функции числа оборотов. Это положение иллюстрируется графиками на фиг. 5, *а*, *б*, на которых показаны



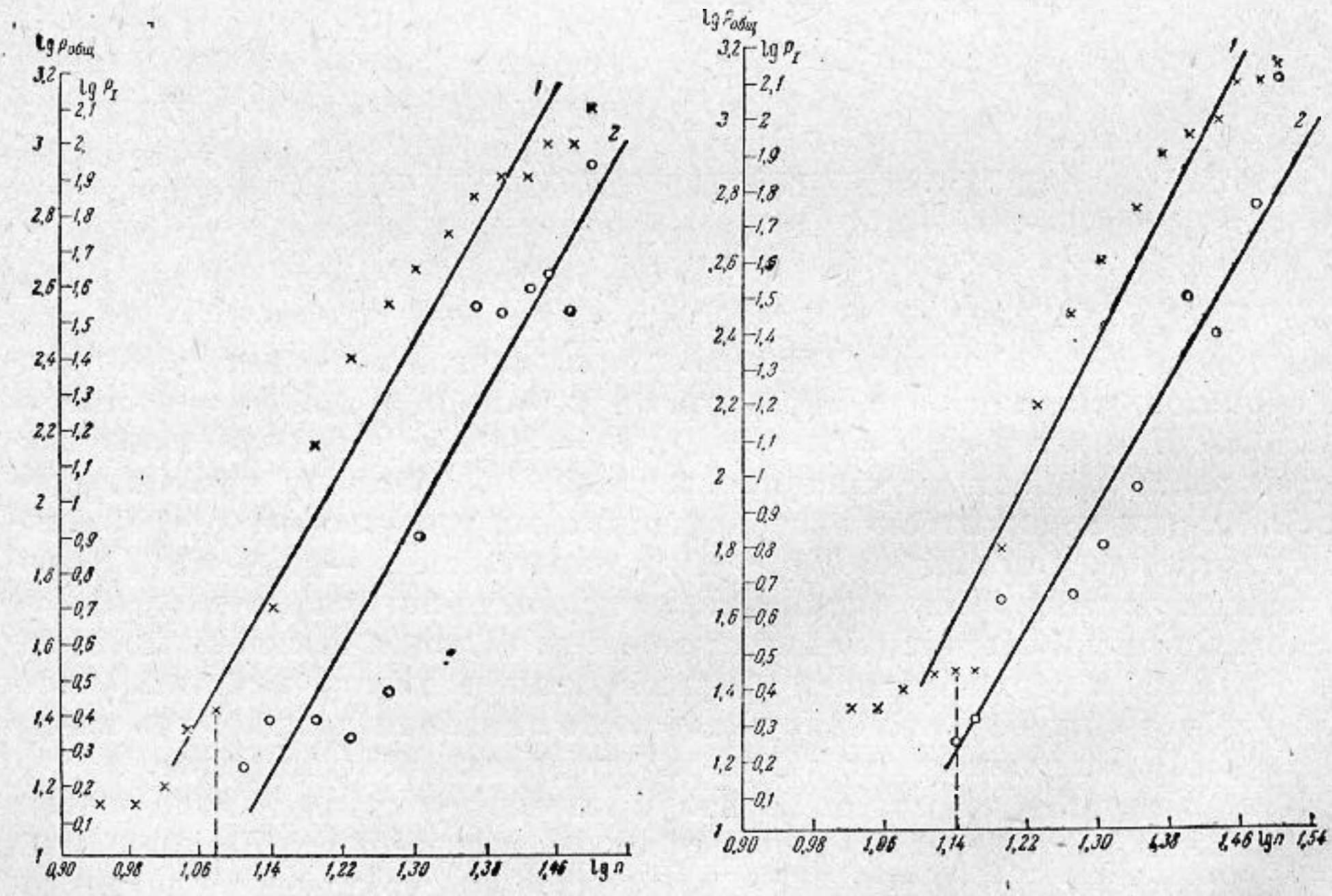
Фиг. 3

зависимости общего уровня (*1*) и давления на первой гармонике (*2*) от числа оборотов для винтов с параметрами $z = 3$, $p = 0{,}5$, $\vartheta = 0{,}3$, $D = 250$ *мм* (5, *а*) и $z = 4$, $p = 1$, $\vartheta = 0{,}4$, $D = 200$ *мм* (5, *б*). Сравнение скоростей роста в обоих случаях производилось по наклону прямых, проведенных для совокупности экспериментальных точек по методу наименьших квадратов. Для кривой *1*, $p \sim n^{4,47}$, для кривой *2* — $p \sim n^{4,58}$. Строго говоря, линейная аппроксимация зависимости логарифма давления от логарифма числа оборотов недопустима из-за наличия нелинейных участков в нижней и верхней частях кривых. Однако если ограничиться участками, на которых приближенно имеет место линейная зависимость между указанными величинами, то такое сопоставление целесообразно.

Как уже упоминалось, были получены спектрограммы шума винтов при наличии посторонних газовых примесей в воде (воздух углекислый газ, аммиак). Продувка газов осуществлялась при помощи кольцевой насадки круглого сечения, перфорированной по внутренней части отверстиями, диаметром около 1,5 *мм*. При этом в зону действия винта вводилось некоторое количество газовых пузырьков, определяемое числом отверстий и расходом газа. В результате этого излучение на 1-й гармонике «звука

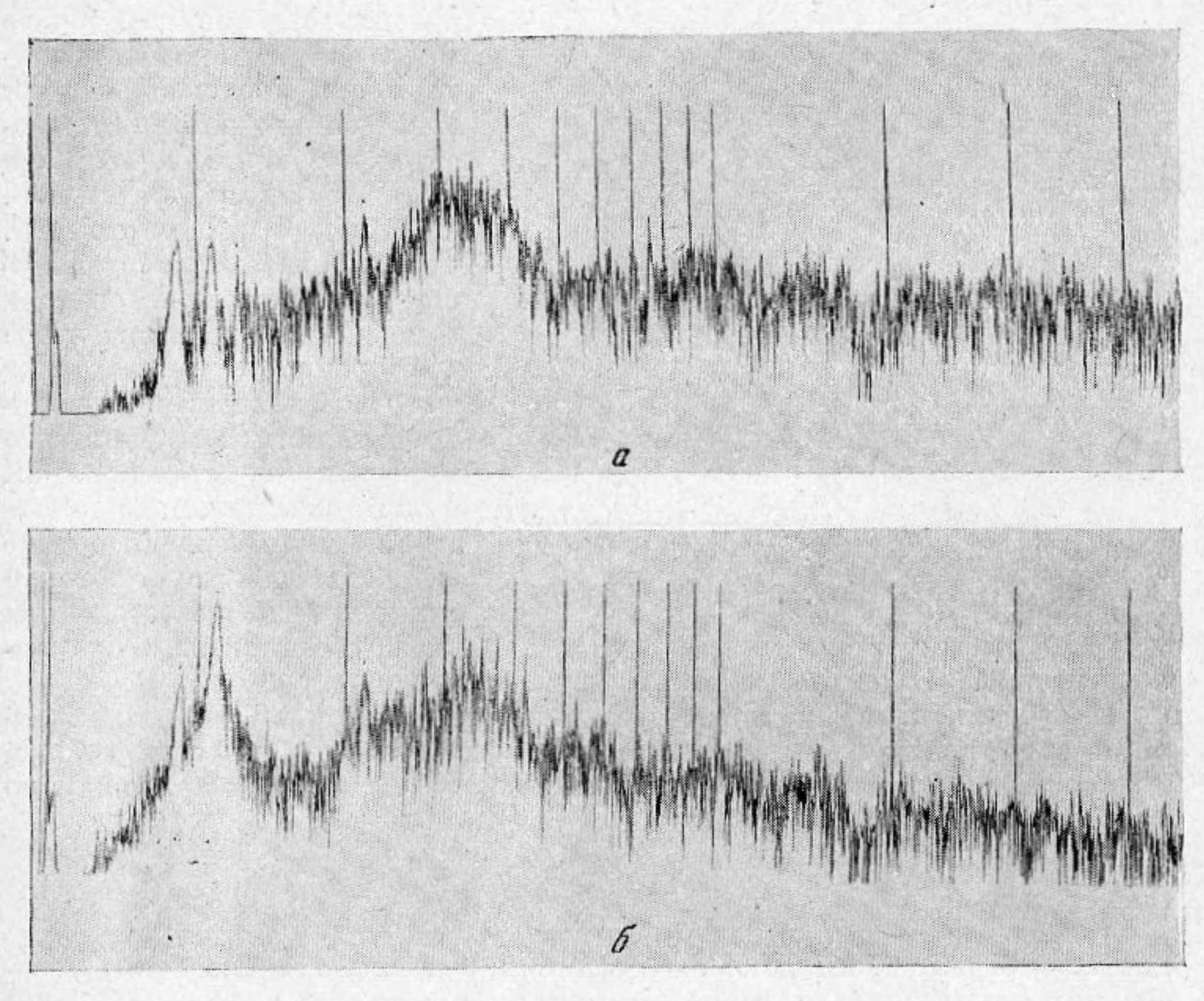

P_{05}
134
130
126
122
118
114
110
106
102
98
94
0
4
8
12
16
20
24
28
32
n, об/сек

Фиг. 4


lg $P_{общ}$
lg P_I
1
2
lg n
а
б

Фиг. 5 *а*, *б*

вращения» резко возрастало. Это хорошо видно на фиг. 6, где привнедены спектрограммы шума для винта с параметрами $D = 200$ *мм*, $z = 4$, $p = 1$, $\vartheta = 0{,}4$, $n = 25{,}1$ об/сек (*а* — без вдувания газа, *б* — с вдуванием углекислого газа при расходе $\alpha = 0{,}69$ *л/сек*). На фиг. 7 показана зависимость давления на 1-й гармонике от числа оборотов для того же винта, что и на фиг. 6 (по оси ординат отложено давление на первой гармонике в децибелах относительно некоторого условного уровня; *1* — без газа, *2* — с газом). При этом расход газа составлял в среднем 0,65 *л/сек*. Как следует из графика, давление на первой гармонике при продувке возрастаетоднако , скорость изменения давления с числом оборотов практически нем изеняется.



Фиг. 6

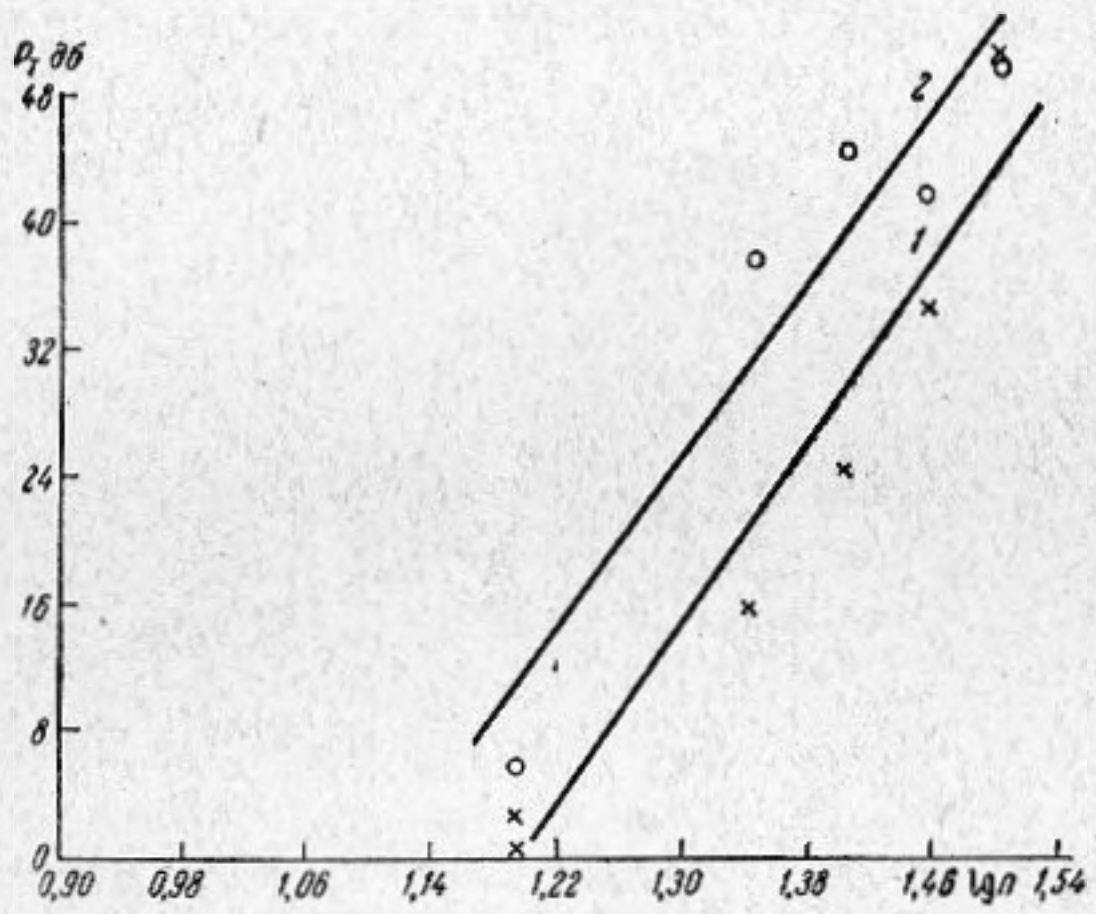
Разброс экспериментальных точек, по-видимому, может быть объяснен различием в количестве вводимого газа. В нашей работе не обнаружено какой-либо определенной зависимости увеличения излучения на 1-й гармонике «звука вращения» от таких параметров, как растворимость газа и его диффузионная способность. Однако на основании исследований Бебчука [3] можно предположить, что такая зависимость имеет место.

Итак, излучение гребных винтов в режиме кавитации на низких звуковых частотах обладает следующими характерными свойствами: 1) спектр излучаемых частот является дискретным, причем среди дискретных составляющих имеют место как гармоники «звука вращения», так и компоненты, не отвечающие этой гармонической последовательности, 2) соотношение между амплитудами различных дискретных составляющих, в том числе и между гармониками «звука вращения», изменяется в сравнительно широких пределах, так что отношение амплитуды 1-й гармоники к амплитуде 2-й гармоники $p_{\mathrm{I}}/p_{\mathrm{II}}$ может быть как больше, так и меньше единицы, 3) скорости изменения p_{I} и общего уровня кавитационного

шума в функции числа оборотов оказываются примерно одинаковыми, 4) введение в зону действия винта газовых пузырьков путем продувки газов приводит к увеличению излучения на первой гармонике «звука вращения».

Перечисленные выше особенности шума на низких звуковых частотах позволяют, по-видимому, сделать следующий вывод: в режиме кавитации дискретные составляющие спектра шума винтов, в том числе и гармоники «звука вращения», имеют кавитационную природу, т. е. обусловлены излучением совокупности кавитационных пузырьков.

В общих чертах механизм излучения может быть представлен следующим образом. Кавитационные пузырьки, возникающие на засасывающей поверхности лопасти, точнее те из них, которые сохраняются при прохождении зоны повышенного давления, сносятся потоком и попадают в зону действия следующей, набегающей на них лопасти. Таким образом, кавитационные пузырьки подвергаются периодическому воздействию со стороны следующих друг за другом зон повышенного и пониженного давления, что приводит к периодическим пульсациям пузырьков. Частота пульсаций равна частоте вынуждающей силы, которая определяется произведением числа оборотов на число лопастей, т. е. совпадает с частотой «звука вращения».



Фиг. 7

Излучение кавитационных пузырьков под действием вынуждающей силы рассмотрено Страсбергом [4], который показал, что если частота возбуждения f значительно ниже собственной частоты пузырьков f_0, то давление на частоте f будет

$$p_s = -\frac{R_0}{r}\ddot{p}_e / (2\pi f_0)^2, \tag{3}$$

где R_0 — радиус пузырьков; r — расстояние до точки наблюдения; p_e — внешнее давление (для периодического возбуждения $p_e = p_a \cos 2\pi f t$). Формула (3) выведена для одиночного пузырька и не может учитывать сильного взаимодействия между пузырьками в случае гребного винта, а потому не может быть непосредственно использована для проверки полученных в настоящей работе данных. Кроме того, для гребного винта не представляется возможным определить давление p_e. Однако даже приближенная оценка по формуле (3) показывает, что в этом случае давление на первой гармонике p_I будет возрастать с числом оборотов гораздо быстрее, чем в докавитационном режиме, где $p_I \sim n^2$.

Действительно, считая для простоты возбуждающие силы периодическими, т. е. полагая $p_e = p_a \cos 2\pi f z$, мы получим из формулы (3)

$$p_s \sim \frac{R_0 f^2}{f_0^2}. \tag{4}$$

Собственная частота пузырьков f_0 связана с радиусом R_0 соотношением

$$f_0 R_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{3\gamma p}{\rho}},$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей газа, заполняющего пузырек; p — давление в окружающем пузырек пространстве; ϱ — плотность среды. Считая, что давление в зоне возникновения кавитации равно давлению насыщенных паров, получим

$$\sqrt{3\gamma p/\rho} = \text{const}, \; f_0 \sim 1/R_0. \tag{5}$$

Следовательно,

$$p_s \sim R_0^3 f^2. \tag{6}$$

Частота возбуждения f равна частоте «звука вращения», так что $f \sim n$. Размер пузырька при прохождении им зоны разрежения определяется двумя факторами: временем прохождения, которое изменяется обратно пропорционально скорости обтекания (в данном случае обратно пропорционально числу оборотов), и разностью давлений в пузырьке и окружающем пространстве, которая изменяется пропорционально квадрату скорости [5]. Учитывая это, получим, что радиус пузырька пропорционален числу оборотов $R_0 \sim n$. Подставляя полученные оценки для f и R_0 в формулу (6), получим окончательно $p_s \sim n^5$, что довольно близко к опытным данным.

Таким образом, формула (3) позволяет, по крайней мере, качественно объяснить резкое увеличение излучения на 1-й гармонике «звука вращения» при возникновении кавитации. Очевидно, что учет взаимодействия пузырьков привел бы к более полному согласию с экспериментом.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
20 декабря 1960 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Я. Гутин. О звуковом поле вращающегося воздушного винта. Ж. техн. физ., 1936, 6, 5, 899—909.
2. H. H. Hubbard, A. Regier. Free-space oscillating pressures near the tips of rotating propeller, NACA, 1950, report 996.
3. А. С. Бебчук. Исследование кавитационного разрушения твердых тел и поверхностных пленок в акустическом поле (диссертация), 1960.
4. M. Strasberg. Gas bubbles as sources of sound in liquids. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 1, 20—26.
5. E. E. Williams, P. Mc Nulty. Some factors affecting the inception of the cavitation. Cav. hydrodynamic, 1956, 2p1—2p22.