

от поверхности к дну (числитель) и отраженные от дна (знаменатель):

$$V(\phi) = (P \cos \phi - V_z) / (P \cos \phi + V_z). \quad (14)$$

Заслуживает также внимания использование одновременно измеренных глубинных разрезов поля давления и поля вертикальной компоненты колебательной скорости V_z . Расчет модуля коэффициента отражения при этом производится по формулам

$$|V| = (P_{\max} - V_{z\min}) / (P_{\max} + V_{z\min}) \quad (15)$$

или

$$|V| = (V_{z\max} - P_{\min}) / (V_{z\max} + P_{\min}),$$

где $P_{\max}$, $P_{\min}$, $V_{z\max}$, $V_{z\min}$ — значения соответствующих разрезов в максимумах и минимумах интерференционной картины, взятые в непосредственной близости от дна водоема. Систематическая погрешность определения модуля коэффициента отражения по формулам (15), как показали расчеты, уменьшается примерно в два—три раза по сравнению с интерференционным методом, использующим только глубинные разрезы поля давления.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ржевкин С. Н. // Тр. 8-й Всесоюз. акуст. конф. М., 1973. С. 259. [2] Гордиенко В. А., Ильичев В. И., Захаров Л. Н. Векторно-фазовые методы в акустике. М., 1989. [3] MacPhie R. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. 68. P. 1704. [4] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М., 1960. [5] Мальцев Н. Е. // Акустика океанской среды / Под ред. Л. М. Бреховских. М., 1989. С. 4. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., 1988. [7] Gordienko V. A., Goncharenko V. I., Koropchenko A. A. // Proc. Second Intern. Congr. on Recent Developments in Air and Structure Borne Sound and Vibration, Auburn Univ., USA, 1992. Vol. 3. P. 1387. [8] Cron B. F., Sherman G. H. // J. Acoust. Soc. Am. 1962. 34. N 11. P. 1732. [9] Захаров Л. Н., Калина Л. С. // Тр. 13-й конф. по стат. гидроакустике. М., 1984. С. 99. [10] Жуков А. Н., Иванников А. Н., Павлов В. Н. // Акуст. журн. 1990. 36, № 3. С. 447. [11] Захаров Л. Н. // Тр. 7-й конф. по информационной акустике. М., 1982. С. 31. [12] Иванов В. Е., Киршов В. А., Нестеров А. С. // Тез. межотраслевого семинара МАПР-1 «Модели, алгоритмы, принятие решений». М., 1984. С. 30. [13] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1957. [14] Гончаренко Б. И., Захаров Л. Н. // Акуст. журн. 1974. 20, № 4. С. 531.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 6

УДК 534.23

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗВУКОПОГЛОЩЕНИЕ

И. В. Лебедева, С. П. Драган

Исследуется нелинейное звукопоглощение резонансных систем при высоких уровнях звукового давления. Обращено внимание на изменение не только активной и массовой, но также упругой компоненты импеданса, связанное с изменением физических свойств среды. Развитие нелинейных процессов, ответственных за возрастание активной и уменьшение массовой компоненты импеданса, прослеживается путем изучения поля скорости с помощью термоанемометра. Изучается возникновение и эволюция вихревых структур.

Резонансные звукопоглотители (РЗП) широко используются для решения задач шумоглушения. В работах, выполненных на кафедре акустики С. Н. Ржевкиным и его сотрудниками [1—3], решен широкий

круг вопросов, касающихся свойств различных резонансных систем, дано решение важной для практики обратной задачи по определению параметров РЗП для заданных характеристик шума. Разработанная теория давала в основном хорошие результаты при практическом использовании конструкций. Однако при высоких уровнях звука стало проявляться несоответствие расчетных и экспериментальных данных.

В работе [14] впервые было исследовано возрастание активной компоненты импеданса перфорированного экрана, а в [5] — уменьшение реактивной компоненты при возрастании интенсивности падающей волны.

Опыты по визуализации поля вблизи отверстия в экране [6] наглядно показали роль нелинейных гидродинамических процессов в изменении импеданса. Уже при сравнительно невысоких уровнях звука вблизи краев отверстия наблюдаются стационарные циркуляции, образующие на оси отверстия акустическое течение. При повышении уровня звука начинает формироваться струйное течение, которое проявляется попеременно через полпериода то с одной, то с другой стороны отверстия и сопровождается срывом вихрей и турбулизацией среды.

Происходит изменение механизма потерь от вязкостного к турбулентному и одновременно пространственное расширение области поглощения. Если при низких уровнях вязкостные потери проявляются в пограничных слоях на стенках отверстия и панели (так называемое «линейное» поглощение), то при высоких уровнях поглощение происходит в некотором пространстве по обе стороны от отверстия («нелинейное» поглощение). Это обстоятельство ставит под сомнение правомерность понятия импеданса перфорированной поверхности, используемое в линейной акустике. Но можно говорить об эквивалентном импедансе этой «рассредоточенной поверхности», имея в виду воздействие на дальнее поле, лежащее за ее пределами, и определять импедансные характеристики обычным методом.

Оказывается, что один и тот же физический объект — экран с отверстием — рассматривается по-разному и в экспериментальном, и в теоретическом плане в зависимости от акустической или гидродинамической постановки задачи. Понятием импеданса обычно пользуются для характеристики РЗП, имеющих за экраном небольшую полость, ограниченную жесткой стенкой. В том случае, когда рассматривается прохождение звуковой волны через перфорированный экран в безграничную среду или в трубу с рс-окончанием, целесообразнее определять коэффициент прохождения звуковой волны, используя, например, интенсивметрический метод измерения.

Существует ряд теоретических работ, посвященных этой задаче. В них используются разные подходы для определения потерь звуковой энергии, что связано с наличием разных стадий перехода от «линейного» к предельному «нелинейному» поглощению.

В теоретической работе [7] (а вслед за ней в [8]) рассмотрен пульсирующий поток через отверстие в экране, образованный наложением звуковых колебаний давления на постоянный смещающий поток. Среда считается невязкой и несжимаемой, потери энергии при этом обусловлены вихреобразованием. Решается неоднородное волновое уравнение для энтальпии. Получена количественная оценка потерь звуковой энергии.

В работе [9] рассматривается процесс вихреобразования при высоком уровне звука в отсутствие смещающего потока. В предположении невязкостности течения используется нелинейное уравнение Бернулли для определения потерь звуковой энергии и проводится сопоставление

их с характеристиками кольцевых вихрей, образующихся на обеих сторонах отверстия. Это приводит к реалистическим результатам.

Иной подход используется в работе [10], где решена акустическая задача о поглощении низкочастотного звука нелинейным резонатором Гельмгольца в переходной области средних уровней звука. Среда считается вязкой, потери — сосредоточенными в горле резонатора. Учитывается трение стокового и в пограничном слое и нелинейные члены квадратичного и кубического порядка. Получены выражения для коэффициента поглощения и эквивалентного резистанса, хорошо соответствующие экспериментальным данным при условии определения четырех эмпирических констант.

На кафедре акустики экспериментально исследовалось влияние уровня звука на акустические характеристики РЗП. Измерения проводились методом интерферометра с панелью, имеющей одиночное отверстие, и методом малой камеры с равномерно перфорированными панелями [11]. Возрастание интенсивности звука наиболее заметно влияет на активную компоненту импеданса, величина которой может возрасти на порядок. Параметром, определяющим изменение активного сопротивления, является амплитуда колебательной скорости в отверстии v_0 , так что удельное значение активной компоненты импеданса отверстия R_0 при высоких уровнях звука становится пропорциональным v_0 : $R_0 \approx \rho v_0$, где ρ — плотность воздуха. Приводя величину импеданса к площади ячейки (т. е. к площади, на которой расположено одно отверстие), для удельного безразмерного активного сопротивления панели имеем $R_1 = R_0 / \rho c \eta = v_0 / c \eta = \mathcal{M} / \eta$, где c — скорость звука, $\mathcal{M}$ — акустическое число Маха. Таким образом, активное сопротивление перфорированной панели при высоких уровнях звука определяется только параметром $\mathcal{M}$ и коэффициентом перфорации η , в то время как при низких уровнях звука, согласно Крендаллу, R_1 зависит не только от геометрии системы, но и от динамической вязкости среды и частоты.

Между линейным и предельным нелинейным режимами поглощения имеется переходная область интенсивностей, верхняя и нижняя границы которой зависят от геометрических параметров резонансной системы и частоты. Начало нелинейной области обычно относится к скорости $v_0 = 1$ м/с. И можно говорить о предельном значении колебательной скорости в отверстии $v_{0 \text{ lim}} = 10$ м/с, начиная с которого становится справедливым равенство $R_0 = \rho v_0$. При этом предполагается, что амплитуда колебательного смещения превышает толщину панели.

В работе [11] было дано решение обратной задачи для предельного случая высоких уровней звука. Задается уровень звука и из практических соображений выбирается толщина панели. Затем по расчетным формулам определяется диаметр отверстия и коэффициент перфорации, обеспечивающие максимальное поглощение. Резонансная частота системы определяется из условия равенства нулю реактивной компоненты импеданса: $Y_1 = \omega M_1 - \operatorname{ctg} kL = 0$, где ω — циклическая частота, k — волновое число, L — глубина воздушного промежутка, $M_1 = M_0 + \delta M$, M_0 соответствует массе «пробки», колеблющейся в отверстии, δM — «присоединенной» массе, связанной с концевой поправкой.

Согласно предположению Ингарда, наблюдаемое в экспериментах уменьшение присоединенной массы и соответственно повышение резонансной частоты при возрастании интенсивности звука связано с нарушением ламинарности потока. Так как срыв вихрей происходит в течение полупериода то с одной, то с другой стороны отверстия, ожидается максимальное уменьшение δM в два раза. Исходя из энергетических соображений, Вестервельт [12] нашел, что δM может уменьшиться

до $3/8$ своей величины в линейном режиме. Однако во многих экспериментах получалось гораздо большее уменьшение δM . В наших измерениях это наблюдалось у отверстий небольшого диаметра на низких частотах. По-видимому, вследствие пространственного развития нелинейных процессов изменяются физические параметры среды, что приводит также к изменению упругих свойств воздушного промежутка. Если принять за предельное значение δM $1/2$ ее «линейной» величины, то дополнительное уменьшение Y_1 при высоких уровнях следует отнести за счет увеличения $\text{ctg } kL$, а это значит, что возрастает скорость звука. По нашим данным, это возрастание составляет 10—15%, что соответствует повышению плотности в два раза или температуры до 90 °C. О повышении температуры в резонаторе до 100 °C упоминалось в работе [13]. Такое изменение реактанса следует иметь в виду при проектировании резонансных звукопоглотителей.

Развитие нелинейных процессов вблизи отверстия можно проследить, изучая поле скорости. Первая попытка изучения поля скорости была предпринята Ингардом и Изингом [14] с помощью термоанемометра как наиболее пригодного измерительного средства.

С использованием термоанемометра (фирмы DISA) на кафедре акустики было проведено изучение поля вблизи отверстия диаметром 0,75 см в экране, стоящем поперек трубы интерферометра диаметром 2,35 см [15]. За экраном находился отрезок волновода длиной $\lambda/4$, оканчивающийся жесткой стенкой (λ — длина волны). Было зарегистрировано возникновение довольно сильного течения в пределах одного калибра от отверстия. Так, на частоте 500 Гц при уровне звука 147 дБ скорость течения достигала 7 м/с. При дальнейшем удалении от отверстия начинает проявляться нестационарность процесса, связанная с вихреобразованием. Зона существования турбулентности при данных условиях составляла около 10 калибров.

Поле скоростей имеет сходную структуру по обе стороны отверстия. При понижении уровня звука место сужения струи приближается к отверстию и нестационарность начинает проявляться на меньших расстояниях. То же самое наблюдается при повышении частоты. Измерения по радиальному направлению показали, что у краев отверстия в узкой области наблюдается сильное возвратное течение.

Основная сложность использования термоанемометра заключается в том, что он детектирует сигнал, что делает его характеристику нелинейной. Кроме того, было замечено уменьшение чувствительности нагретой проволоочки при увеличении частоты звука. Поэтому был проведен цикл работ по изучению амплитудно-частотных характеристик термоанемометра в широком частотном и динамическом диапазоне.

Градуировка осуществлялась в поле бегущей и стоячей волн в интерферометре [16], в резонансной системе Оберста [17] и в горле резонатора Гельмгольца [18]. Использовались датчики двух типов, отличающиеся температурой нагрева проволоочки. Был охвачен частотный диапазон от 16 Гц до 2 кГц при амплитудах колебательной скорости от 0,15 до 15 м/с. Эти данные были дополнены измерениями в стационарном потоке. Обнаружена сильная частотная зависимость выходного сигнала термоанемометра у высокотемпературного датчика 55A75 и менее выраженная зависимость от частоты у «низкотемпературного» датчика 55A22, причем чем выше амплитуда колебательной скорости, тем слабее зависимость показаний термоанемометра от частоты и тем меньше отличие от данных по постоянному потоку [19].

Возможность расширения динамического и частотного диапазонов для изучения нелинейного поглощения появилась в связи с развитием

модифицированного метода двух микрофонов [20]. Разработанный метод оказался универсальным средством для измерения всех акустических характеристик поля и звукопоглощающих систем. Его преимущество заключается в том, что измерения на низких частотах можно проводить в трубе небольшого размера.

В отличие от хорошо известного градиентного метода двух микрофонов, в котором используется конечно-разностная аппроксимация, наш метод базируется на аналитическом решении уравнения распространения звуковых волн. Это снимает ряд ограничений по частотному диапазону измерений, характерных для градиентного метода.

По измеренным значениям давления в двух произвольных точках поля и разности фаз между ними путем расчета определяются следующие величины: комплексный коэффициент отражения, коэффициент поглощения и компоненты импеданса поглощающей системы; амплитуды давления и скорости в падающей и отраженной волнах; а также активная и реактивная компоненты интенсивности. Сделана оценка погрешности метода и определены условия измерений, обеспечивающие необходимую точность [21]. Показана возможность измерения вектора интенсивности в трехмерном пространстве с помощью зонда, состоящего из 4 микрофонов, расположенных в вершинах правильного тетраэдра [22] (в градиентном методе для этой цели используются 6 микрофонов).

Интенсиметрическим методом производилась оценка потерь звуковой интенсивности на отверстиях в панели. За панелью имитировалось поле бегущей волны с помощью ρ -окончания. В этом случае потери ΔI_a определялись по измеренным значениям активной компоненты интенсивности до и после панели. Измерения показали, что при одинаковой скорости в отверстиях разного диаметра значения ΔI_a существенно различаются. Как и следовало ожидать, потери на частоте 300 Гц превышают при идентичных условиях потери на частоте 500 Гц.

Задача обеспечения хорошего ρ -окончания для широкого динамического диапазона была решена путем конструирования резонансной системы, в отверстии которой устанавливалась мелкоячеистая сетка с известным сопротивлением. Эта сетка служит турбулизатором потока, не допуская развития крупномасштабных вихрей. Так как образующиеся на ней мелкомасштабные вихри быстро затухают, достигается независимость сопротивления резонатора от уровня падающего звука. Таким образом обеспечивался коэффициент поглощения $\alpha=0,93-0,99$ в пределах октавы в диапазоне уровней звука 110—147 дБ.

В работе [9], в результате опытов по визуализации, определены размеры и скорость срывающихся вихрей при предельно высоких уровнях звука. Нами проводится изучение возникновения и эволюции вихревых структур в пространстве [23—24]. Замечено, что поле скорости является индикатором начала процесса вихреобразования, которое наступает скачкообразно. При распространении происходит слияние и распад вихрей, и ход этих процессов зависит от интенсивности, частоты и геометрических параметров системы, т. е. тех самых параметров, которые определяют величину потерь звуковой энергии.

Все измерения проводились с отверстием диаметром 0,75 см. Сигнал с термоанемометра подвергался фурье-анализу. Процесс вихреобразования проявляется в автоспектре в виде широкополосного шума, в котором можно выделить три характерные частотные области. При этом помимо «акустической» частоты проявляются еще два пика, объясненные, по нашему мнению, гидродинамическим процессом. Так как термоанемометр детектирует сигнал, пик, соответствующий колебатель-

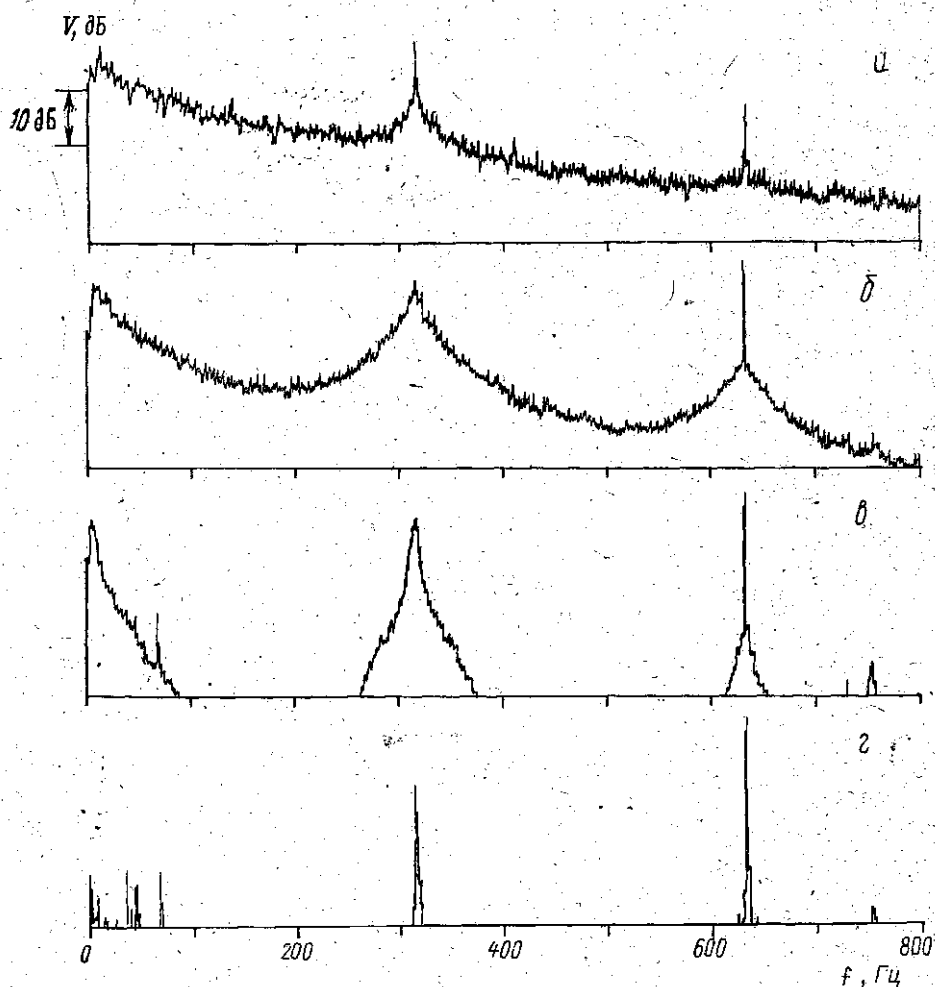


Рис. 1. Автоспектр скорости при $f=320$ Гц, $v_0=4$ м/с: расстояние от отверстия $x=3,5$ (а); 5,5 (б); 7,5 (в) и 10,5 см (г) (по оси ординат отложено выходное напряжение термоанемометра)

ной скорости звукового поля, проявляется на удвоенной частоте возбуждающего сигнала. На его основной частоте наблюдается второй пик, который может быть вызван или наличием акустического течения, или прохождением периодически срывающихся вихрей. Его размытость, по-видимому, объясняется нестабильностью срыва вихрей в пределах четверти периода. Пик в низкочастотной области спектра можно трактовать также двояко: это может быть или результат нерегулярного срыва вихрей, или проявление слияния периодически срывающихся вихрей. Количество слившихся вихрей подчиняется случайному закону, что приводит к широкополосности низкочастотной части спектра.

Спектрограммы пространственного развития процесса на частоте 320 Гц при амплитуде колебательной скорости в отверстии $v_0=4$ м/с показаны на рис. 1. Типичная трансформация вихревых структур наблюдается на расстоянии x от отверстия от 3,5 до 10,5 см (что соответствует приблизительно 12 калибрам отверстия). Вначале (рис. 1, а) формируется широкополосный спектр, отражающий существование вих-

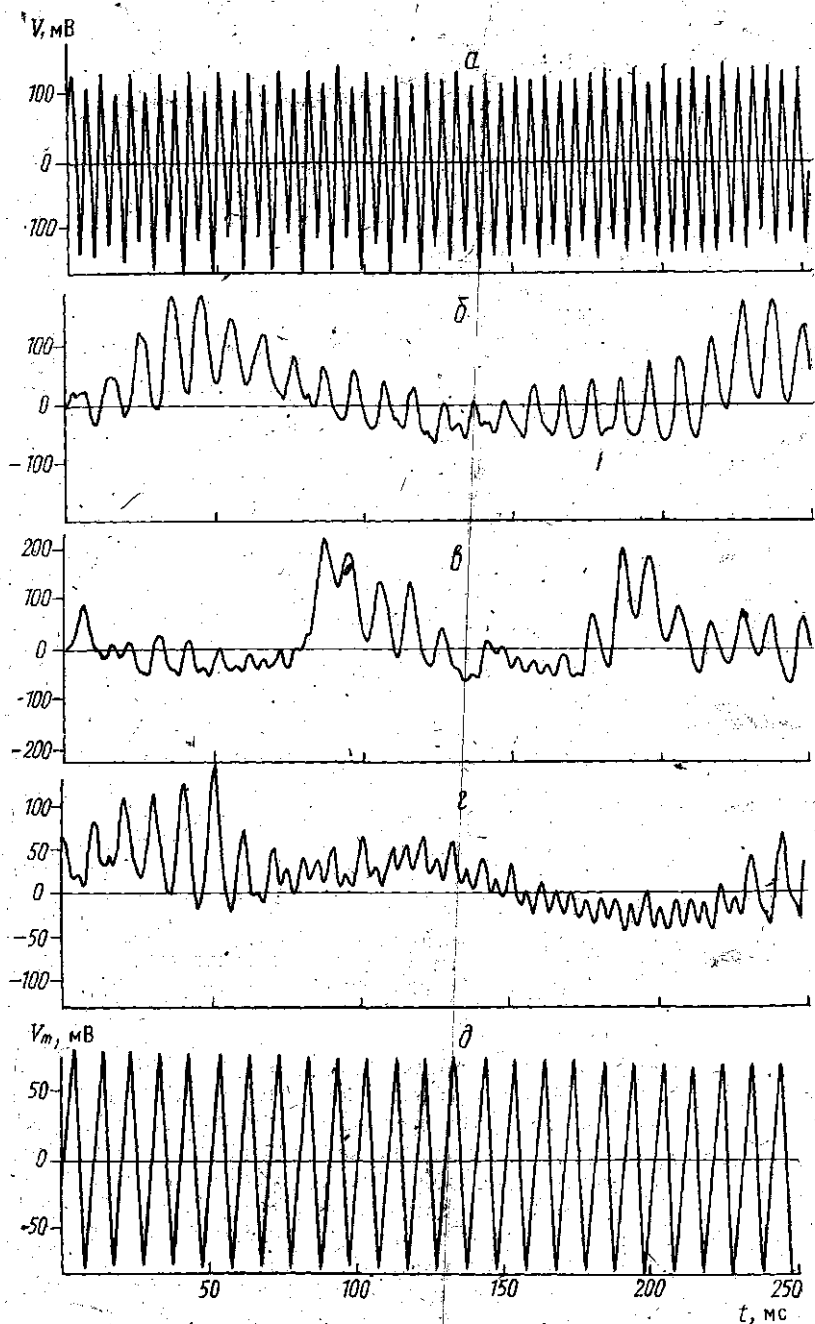


Рис. 2. Осциллограммы скорости (а—г) и давления (д) при $f=100$ Гц, $v_0=1$ м/с: $x=0$ (а); 1,5 (б); 3,5 (в) и 7,5 см (г) (по оси ординат отложено выходное напряжение термоанемометра (а—г) и микрофонного тракта (д))

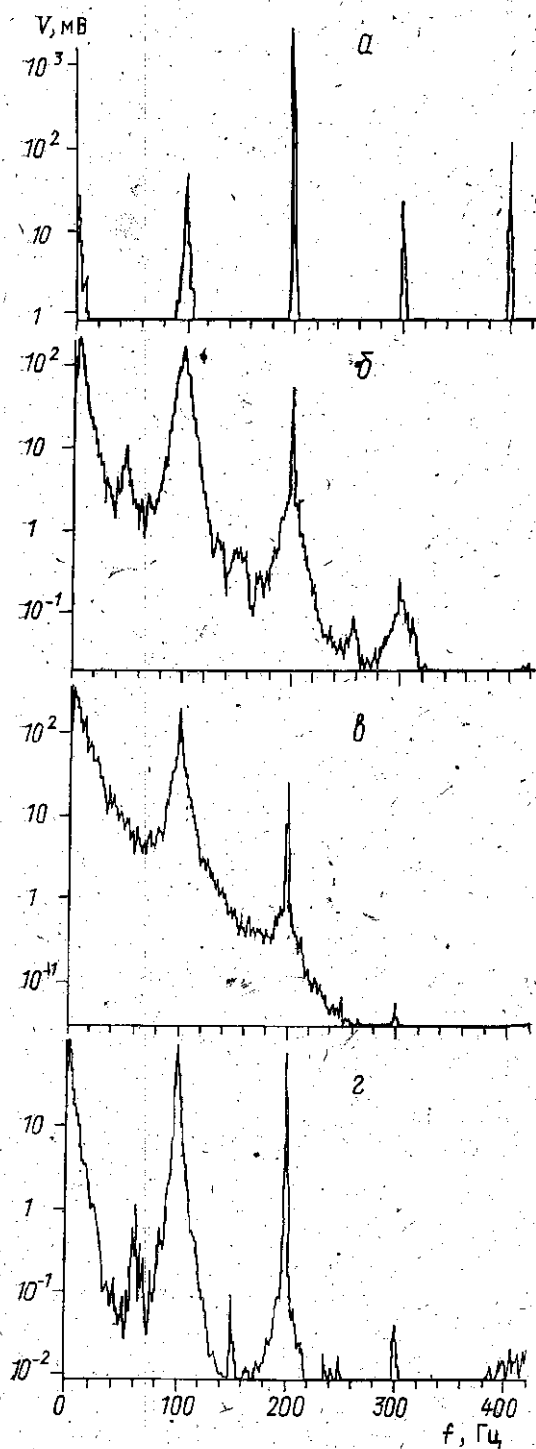


Рис. 3. Автоспектр скорости для условий рис. 2

рей разного масштаба. При распространении вклад шумовой составляющей уменьшается (рис. 1, б, в), что, по-видимому, свидетельствует о распаде крупномасштабных вихревых структур на мелкомасштабные, которые в конечном итоге диссипируют в тепло. Остаются спектральные компоненты на основной и преимущественно удвоенной частоте (вследствие детектирования сигнала) (рис. 1, г).

Гипотеза о слиянии вихрей в крупномасштабные структуры находит свое подтверждение при рассмотрении совместно с автоспектром осциллограмм скорости.

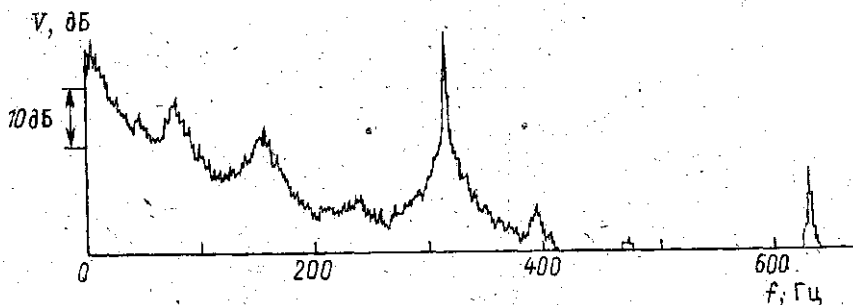


Рис. 4. Автоспектр скорости при $f=330$ Гц, $v_0=1,2$ м/с, $x=1,5$ см.

Развитие процесса в пространстве и времени на частоте 100 Гц при $v_0=1$ м/с представлено на осциллограммах рис. 2. На рис. 2, д для сравнения показана осциллограмма давления вблизи источника звука, рис. 2, а, б, в представляет осциллирующую скорость, измеренную в центре отверстия и на разных расстояниях от него на оси симметрии по потоку.

В отверстии (рис. 2, а) имеются в основном звуковые колебания. Эффект слияния вихрей проявляется в формировании «пакетов», хорошо видных на осциллограммах 2, б, в, г. Между «пакетами» можно видеть детектированный сигнал, соответствующий колебательной скорости. Автоспектры этих процессов представлены на рис. 3. Кроме уже отмеченных особенностей обращает на себя внимание появление гармоник в отверстии (рис. 3, а) и субгармоники при распространении процесса (рис. 3, б, г). Слияние вихрей наблюдалось также на частоте 330 Гц, причем были четко выражены субгармоники, соответствующие крупному количеству слившихся вихрей (рис. 4).

Несмотря на трудности, возникшие при изучении турбулентных течений, детальное изучение поля скорости, по нашему мнению, позволит определить критериальные числа, характеризующие разные стадии процесса. В этом направлении будет продолжена работа.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ржевский С. Н. // УФН. 1946. 30, № 1—2. С. 40. [2] Нестеров В. С. // ЖТФ. 1939. 9. С. 1927; 1940. 10. С. 617. [3] Велижанина К. А., Оборотов В. А. // Акуст. журн. 1983. 29, № 1. С. 5. [4] Sivian L. J. // J. Acoust. Soc. Am. 1935. 7. P. 94. [5] Bolt R. H., Labate S., Ingard U. // J. Acoust. Soc. Am. 1949. 21, N 2. P. 94. [6] Ingard U., Labate S. // J. Acoust. Soc. Am. 1950. 22, N 2. P. 211. [7] Howe M. S. // Proc. R. Soc. (Lond.). 1979. 366. P. 205. [8] Dowling A. P. // Proc. Second Intern. Congr. on Recent Development in Air and Structure Borne Sound and Vibration. Auburn. Univ., USA, 1992. Vol. 1. P. 37. [9] Cummings A. // AIAA Journal. 1984. 22, N 6. P. 786. [10] Руденко О. В., Хирных К. Л. // Акуст. журн. 1990. 36, № 3. С. 527. [11] Велижанина К. А., Лебедева И. В. // Акуст. журн. 1980. 26, № 5. С. 667. [12] Westervelt P. I. // J. Acoust. Soc. Am. 1951. 23, N 3. P. 347. [13] Bies D., Wilson O. // J. Acoust. Soc.

Am. 1957. 29, N 6. P. 711. [14] Ingard U., Ising H.//J. Acoust. Soc. Am. 1967. 42, N 1. P. 6. [15] Лебедева И. В.//Акуст. журн. 1980. 26, № 4. С. 599. [16] Драган С. П., Лебедева И. В., Трифанов В. П.//Акуст. журн. 1986. 32, № 2. С. 260. [17] Борисов С. А., Лебедева И. В.//Акуст. журн. 1987. 33, № 1. С. 101. [18] Драган С. П., Лебедева И. В.//Акуст. журн. 1990. 36, № 1. С. 170. [19] Lebedeva I. V., Dragan S. P.//Dantec Information. 1991. N 10. P. 12. [20] Лебедева И. В., Драган С. П.//Измер. техника. 1988. № 8. С. 52. [21] Драган С. П., Лебедева И. В.//Акуст. журн. 1992. 38, № 1. С. 548. [22] Lebedeva I. V., Dragan S. P.//Proc. Second Intern. Congr. on Recent Development in Air and Structure Borne Sound and Vibration. Auburn Univ., USA, 1992. Vol. 3. P. 1327. [23] Лебедева И. В., Драган С. П.//Международ. конф. «Noise-93». С.-Пб., 1993. Т. 3. С. 77. [24] Lebedeva I. V., Dragan S. P.//Proc. Third Intern. Congr. on Air and Structure Borne Sound and Vibration. Canada, 1994. Vol. 2. P. 1165.