

УДК 534.232

ЭФФЕКТ ГАРТМАНА. ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ И ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ

В. Н. Глазнев, Ю. Г. Коробейников

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены данные эксперимента по определению области существования автоколебаний (эффект Гартмана) с частотой примерно 450 Гц в зависимости от расстояния от сопла до резонатора. Результаты работы отличаются от известных результатов Гартмана и его последователей, полученных для неглубоких резонаторов. Показано, что область автоколебаний существует при больших расстояниях от сопла до резонатора. На основе современных представлений о газодинамической структуре сверхзвуковой недорасширенной струи дано объяснение полученных результатов. Показано, что при определении частоты низкочастотных колебаний достаточно учитывать длину резонатора и его “присоединенную” массу.

Известно, что автоколебания, возникающие при втекании сверхзвуковой недорасширенной струи в полузаткнутую трубу (эффект Гартмана), существуют в определенном диапазоне расстояний от сопла до резонатора l (рис. 1), называемых зазором сопло — резонатор или параметром настройки генератора Гартмана [1]. На рис. 1 $x_{\text{ср}}$ — расстояние от сопла до диска Маха при наличии резонатора, h — глубина резонатора, d_1 — диаметр выходного сечения сопла, d_2 — диаметр резонатора, d_n — диаметр преграды.

Изложим кратко основные сведения о газодинамической и геометрической структуре струи, необходимые для анализа полученных результатов. Обозначим степень нерасчетности струи через $n = p_a/p_n > 1$ (p_a — давление в выходном сечении сопла, p_n — давление в окружающем струю пространстве). Сверхзвуковая недорасширенная струя имеет бочкообразную квазипериодическую структуру с присущей ей специфической системой ударных волн в первой “бочке” (рис. 2) [2]. Длина первой “бочки” L определяется эмпирической формулой [3]

$$L/r_1 = 1,72M_a\sqrt{\gamma}n, \quad (1)$$

где M_a — число Маха в выходном сечении сопла; r_1 — радиус сопла; γ — показатель адиабаты. Согласно [4] расстояние от выходного сечения сопла до диска Маха (прямого

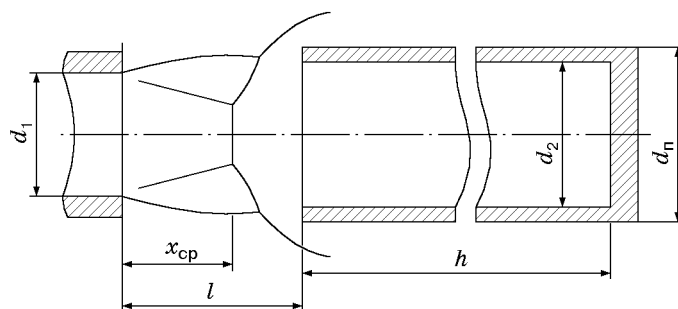


Рис. 1

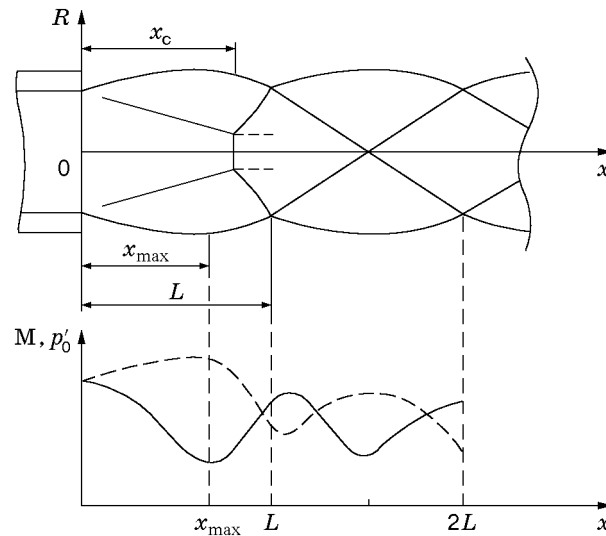


Рис. 2

скачка уплотнения) в свободной струе $x_c = 0,8L$ (рис. 2). Координата положения сечения струи максимального диаметра x_{\max} равна [5]

$$x_{\max} = 0,8x_c = 0,64L. \quad (2)$$

Течение во второй и последующих “бочках”, длины которых незначительно монотонно уменьшаются по сравнению с длиной первой “бочки”, характеризуется наличием регулярно взаимодействующих наклонных ударных волн. Точка пересечения этих волн расположена на оси струи (на середине “бочки”), т. е. во второй и последующих “бочках”: $x_{\max} = 0,5L$.

Резонатор представляет собой полуоткрытую трубу (будем рассматривать только осесимметричную струю и цилиндрический резонатор), обращенную открытым концом к соплу и установленную соосно с ним (см. рис. 1). Известно, что помещенный в струю резонатор “работает” либо как одномерный волновод при $h \gg d_2$ (см. рис. 1), либо как сосредоточенная колебательная система (резонатор Гельмгольца) при $d_2 \sim h$. Поэтому натекающую струю как источник колебательной энергии можно рассматривать в одномерном приближении, т. е. учитывать только осредненное по ее сечению осевое распределение газодинамических характеристик. Осреднение производится по правилу, приведенному в работе [6], с учетом сохранения в реальном и осредненном потоках расхода энергии и количества движения. Как одномерный газодинамический объект струя при заданных M_a , n , γ и температуре торможения T_0 характеризуется средним по сечению осевым распределением числа Маха $M(x)$ (штриховая линия на рис. 2). Из анализа известных свойств сверхзвуковых течений и бочкообразной формы границы струи следует, что в первой “бочке” струи $M(x)$ возрастает до координаты x_{\max} , определяемой по (1), (2), а затем уменьшается. Для второй и последующих “бочек” имеет место та же зависимость, но $x_{\max} \approx 0,5L$. В соответствии с этим распределение осредненного по сечению давления торможения за прямым скачком уплотнения $p'_0(x)$ (т. е. давления, измеряемого на днище резонатора) качественно будет таким, как представленное на рис. 2 (сплошная линия). При внесении резонатора в струю на расстояние от сопла $l < L$ (см. рис. 1) система ударных волн, состоящая из диска Маха и отраженного косога скачка уплотнения, присущая свободной струе, сместится к соплу и займет новое положение $x_{\text{ср}}$ подобно тому, как это имеет место при внесении в однородный сверхзвуковой поток плохообтекаемого твердого тела (аналогично отошедшему скачку уплотнения).

При определении области существования автоколебаний в работе [1] и ранее газодинамическая структура всей струи начиная с первой “бочки” представлялась такой, как на рис. 2 для второй “бочки” (см. [1, с. 12]). Распределение статического давления на оси струи аналогично зависимости $p'_0(x)$ для второй “бочки”, приведенной на рис. 2. Утверждалось, что область существования автоколебаний находится в интервале $0,5L < l < L$. При этом не учитывалось смещение системы ударных волн, свойственных свободной струе, в сторону сопла при внесении резонатора в струю.

В работах [6–9] изучены некоторые свойства автоколебаний. Так, в [6] экспериментально определены зоны различных режимов течения, даны эмпирические формулы для вычисления начала и конца зоны интенсивных пульсаций при определенных геометрических соотношениях (диаметр резонатора равен диаметру сопла), проанализирована ударно-волновая картина течения. Как следует из приведенной осциллограммы давления в среднем течении канала для $M_a = 2$ и $n = 2,5$, первая зона пульсаций находится в диапазоне $0,8L \leq l \leq 1,76L$ (считается, что начало пульсаций условно определено положением диска Маха в первой “бочке” свободной струи).

Из работы [7, с. 59, рис. 1] следует, что при $M_a = 2$, $n = 3$, $h/r_1 = 2$, $d_2/d_1 = 2$ область автоколебаний находится в диапазоне $0,6L < l < 1,5L$. В [8] исследованы автоколебания для глубоких полостей при $M_a = 3,2 \div 4,0$, $d_2/d_1 = 0,5 \div 2,0$, $h/d_1 = 9 \div 76$. В работе [8] утверждается, что протяженность участков автоколебаний совпадает с длиной “бочек” в сверхзвуковой струе, однако числовые значения получить затруднительно, поскольку не определен безразмерный параметр (расстояние от сопла до резонатора). В [9] для струи с параметрами $M_a = 2,0 \div 3,6$, $n = 0,5 \div 2,0$ и различных полостей при $d_2/d_1 = 1 \div 2$, $h/d_2 = 0 \div 10$ получены эмпирические формулы для частоты и амплитуды колебаний давления в полости. При $M_a = 3,6$, $n = 1$ и $d_2/d_1 = 1$ область существования автоколебаний находится в диапазоне $0,5L \leq l \leq 1,3L$.

В настоящей работе результаты получены для $M_a = 1$ и значений $n > 1$, характерных для струй, используемых для генерации звука с помощью эффекта Гартмана. Предложена формула для частоты колебаний, которая дает лучшее согласие с экспериментом, чем полученная в работе [9]. Дано теоретическое объяснение экспериментально установленного диапазона существования автоколебаний.

При формулировке критерия для определения области существования автоколебаний будем исходить из тех же предпосылок, что и авторы указанных работ, но введем еще два предположения.

1. Полагаем, что при непрерывном увеличении l в пределах первой “бочки” струи автоколебания возникают тогда, когда x_{cp} достигает точки минимума на кривой $p'_0(x)$ (см. рис. 2). При дальнейшем увеличении расстояния от сопла до резонатора диск Маха и отраженный скачок уплотнения попадают в область с положительным градиентом давления p'_0 , т. е. в область неустойчивости струи.

2. В первой “бочке” $x_{max} \neq 0,5L$ и вычисляется по формуле (2).

С учетом данных предположений приведем правило вычисления минимального расстояния l_{min} от сопла до резонатора, при котором начинаются автоколебания. При этом будем опираться на известные результаты эксперимента [10] по взаимодействию сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской пластиной (преградой), установленной перпендикулярно оси струи.

Согласно [10] при внесении преграды в первую “бочку” струи расстояние от сопла до диска Маха x_{cp} вычисляется по формуле

$$x_{cp}/x_c = 1 - A \exp(-Bl/x_c). \quad (3)$$

В [10] для преграды большого диаметра ($d_n \gg d_1$, $d_1 = 2r_1$) предложены значения $A = 1,13$,

Ма	n	d ₁ , мм	d _п /d ₁	A	B	l _{min} /L		l _{max} /L	
						Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
1,0	2,1	10	1,8	1,71	2,30	0,75	0,83	1,19	1,53
1,0	2,1	13	1,92	1,69	2,27	0,75	0,91	1,18	1,41
1,0	2,1	17	1,47	1,78	2,39	0,72	0,98	1,19	1,39
2,0	1,5	40	1,0	1,92	2,56	0,70	0,64	1,20	1,24

$B = 1,36$. Для малых $d_{п} > d_1$ формула (3) остается справедливой [11], но значения A , B зависят от отношения $d_{п}/d_1$.

Отождествляя открытый конец трубы-резонатора с плоской жесткой пластиной и полагая в (3) $x_{ср} = x_{max}$, с учетом (2) получим

$$\frac{l_{min}}{L} = \frac{1}{B} \frac{x_c}{L} \ln \frac{A}{1 - x_{max}/x_c} = \frac{0,8}{B} \ln 5A. \quad (4)$$

Для определения значений l_{min} и оценки достоверности формулы (4) проведены эксперименты при различных газодинамических и геометрических характеристиках генератора Гартмана. Эксперименты проводились в канале длиной 2 м, поперечное сечение которого представляет собой квадрат со стороной 200 мм. В канале реализована плоская бегущая волна, распространяющаяся от источника звука к выходному сечению канала. Частота и интенсивность звука определялись с помощью пьезодатчика ЛХ-610, анализатора спектра С5-3 и осциллографа. Толщина стенок резонатора 2 и 2,5 мм. В таблице приведены газодинамические и геометрические характеристики генератора Гартмана, рассчитанные по формуле (4), и экспериментальные значения l_{min}/L (данные в последней строке взяты из работы [12]).

Из анализа результатов эксперимента следует:

1) система ударных волн перед резонатором при указанных газодинамических и геометрических параметрах приводит к существенному увеличению l_{min} по сравнению с данными работы [1];

2) формула (4) может быть использована для оценки l_{min} .

Верхнюю границу области существования автоколебаний обозначим через l_{max} . Согласно (3) при $l = L$ (граница первой и второй “бочек” струи) $x_{ср}/x_c < 1$, т. е. система ударных волн в первой “бочке” струи смещена в сторону сопла по сравнению с ее положением в свободной струе. В соответствии с сформулированным выше предположением 1 при $l = L$ автоколебания будут существовать. Следовательно, в отличие от [1] $l_{max} > L$.

Примем во внимание, что при $x = L$ (см. рис. 2) течение подобно течению в выходном сечении сопла, но с меньшим значением полного давления p'_0 , что обусловлено потерями в системе ударных волн. При перемещении резонатора в область $x > L$ перед ним вновь образуется система ударных волн, так как течение здесь сверхзвуковое. Ее конфигурация аналогична конфигурации для первой “бочки” струи, поскольку поперечное распределение газодинамических параметров аналогично их распределению в первой “бочке”.

Учитывая, что течение будет стационарным (прекратятся автоколебания) при расположении указанной системы ударных волн на нисходящей ветви кривой $p'_0(x)$ второй “бочки” ($L < l < 1,5L$), найдем положение резонатора, при котором это произойдет. Простыми средствами можно определить только наименьшее теоретически возможное значение l_{max} . Допустим, что система ударных волн перед резонатором находится в сечении $x = L$, и определим соответствующее положение резонатора. Для этого в формуле (3) достаточно положить $x_{ср} = 0$ и вычислить значение Δl при известных A , B , x_c . Получим $l_{max} = L + \Delta l$.

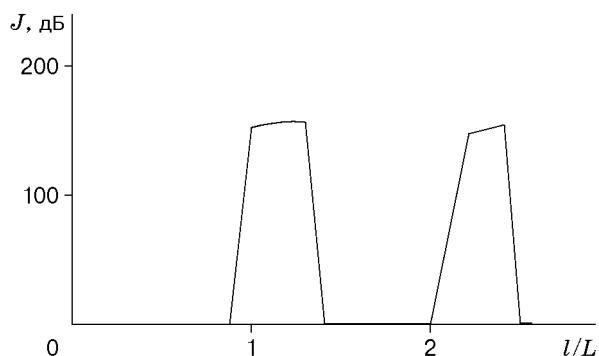


Рис. 3

Это и есть нижняя граница l_{\max} , реальные значения несколько больше. Измеренные в экспериментах и вычисленные по приведенному выше правилу значения l_{\max} представлены в таблице.

Из приведенных результатов следует, что при $M_a = 1$ область автоколебаний находится в диапазоне $L < l < 1,5L$ для первой “бочки” струи и $2L < l < 2,5L$ для второй. На рис. 3 представлена зависимость интенсивности звука J от расстояния l/L для данных, приведенных во второй строке таблицы.

При определении частоты колебаний авторы работы [1], работая с короткими резонаторами ($d_2 \sim h$), учитывали расстояние между резонатором и отошедшей ударной волной, включая его в длину резонатора. Априори можно утверждать, что при $h \gg d_2$ в этом нет необходимости. В этом случае частоту f следует вычислять по известной формуле акустики

$$f = \frac{c}{4(h + 0,3d_2)}. \quad (5)$$

Частоты, вычисленные по формуле (5) (скорость звука $c = 340$ м/с, $h = 170$ мм) при $d_2 = 14, 20$ мм, равны 485 и 479 Гц соответственно. Экспериментальное значение частоты при тех же значениях c , h и $d_2 = 14$ мм равно 455 Гц, при $d_2 = 20$ мм в экспериментах получены значения 450 и 440 Гц. Расчетные данные хорошо соответствуют экспериментальным. Незначительное уменьшение экспериментальных значений по сравнению с расчетными обусловлено тем, что последние получены на основе линейной акустики, а в эксперименте исследовались интенсивные существенно нелинейные колебания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Борисов Ю. Я.** Газоструйные излучатели гартмановского типа. Источники мощного ультразвука / Под ред. Л. Д. Розенберга. М.: Наука, 1967.
2. **Дулов В. Г., Лукьянов Г. А.** Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.
3. **Цзян Чже-Син.** Исследование осесимметричной сверхзвуковой турбулентной струи при истечении из сопла с недорасширением // Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа: Сб. ст. / Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Машиностроение, 1967. С. 144–181.
4. **Льюис С., Карлсон Д.** Положение центрального скачка уплотнения в недорасширенной газовой струе и в струе газа с твердыми частицами // Ракет. техника и космонавтика. 1964. Т. 2, № 4. С. 239–241.
5. **Финатьев Ю. В., Щербаков Л. А.** О возможности аппроксимации границы недорасширенной осесимметричной струи дугой эллипса // Инж.-физ. журн. 1969. Т. 17, № 4. С. 737–741.

6. **Угрюмов Е. А.** Газодинамика взаимодействия сверхзвуковой струи с тупиковым каналом // Газодинамика и акустика струйных течений: Сб. науч. тр. / Под ред. В. Г. Дулова. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1987. С. 66–73.
7. **Набережная Г. В., Нестеров Ю. Н.** Неустойчивое взаимодействие сверхзвуковой недорасширенной струи с цилиндрической полостью // Учен. зап. ЦАГИ. 1983. Т. 14, № 5. С. 58–64.
8. **Купцов В. М., Остроухова С. И., Филиппов К. Н.** Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в цилиндрическую полость // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1977. № 5. С. 104–111.
9. **Устинов В. М.** Экспериментальное исследование колебаний давления в резонансной трубе // Прикладные задачи гидрогазодинамики: Межвуз. сб. науч. тр. М.: Моск. обл. пед. ин-т, 1986. С. 52–60.
10. **Семилетинко Б. Г., Усков В. Н.** Экспериментальные зависимости, определяющие положение ударных волн в струе, натекающей на преграду, перпендикулярную ее оси // Инж.-физ. журн. 1972. Т. 23, № 3. С. 453–458.
11. **Солотчин А. В.** Экспериментальное исследование натекания сверхзвуковой недорасширенной струи на плоскую преграду: Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1982.
12. **Глазнев В. Н., Солотчин А. В., Сулейманов Ш.** Параметрическое исследование автоколебаний при втекании сверхзвуковой струи в цилиндрическую полость // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. № 13, вып. 3. С. 22–26.

*Поступила в редакцию 7/VII 1999 г.,
в окончательном варианте — 9/XII 2000 г.*
