

УДК 532.525.2:533.6.011.5

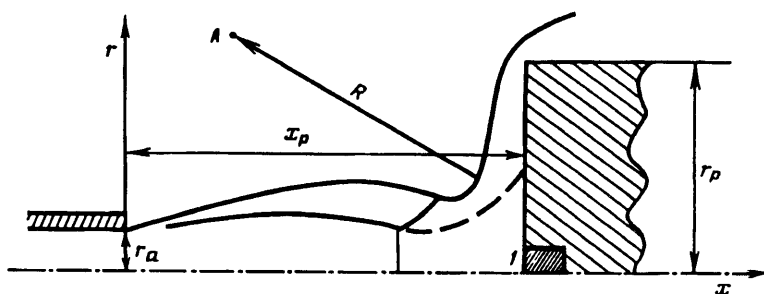
© 1992 г. В. Н. ГЛАЗНЕВ, В. Ю. ПОПОВ

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДЫ НА АВТОКОЛЕБАНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ЕЕ ОБТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕЙ

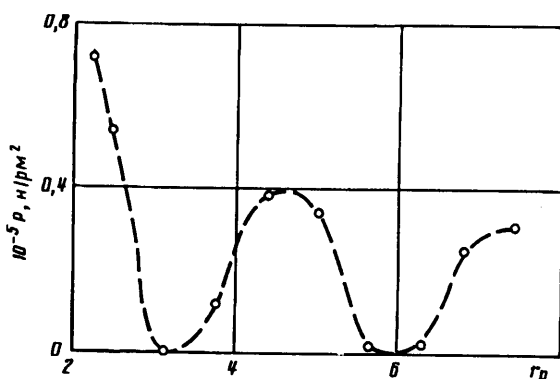
Среди исследователей сложилось мнение, что размер преграды влияет лишь на область существования автоколебаний, возникающих при ее обтекании сверхзвуковой недорасширенной струей (разновидность эффекта Гартмана) [1]. При этом интенсивность колебаний от размера преграды не зависит. В работе [2] неявно содержится иная точка зрения по названному вопросу. Это обстоятельство послужило основанием для проведения эксперимента, результаты которого изложены ниже.

На фиг. 1 представлена схема сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из сопла радиуса r_a (с учетом симметрии представлена половина фигуры). На расстоянии x_p от сопла соосно с ним установлена круглая преграда (торец цилиндра) радиуса r_p , перпендикулярная оси струи. Расстояние x_p выбрано таким, чтобы между диском Маха и преградой, по крайней мере в приосевой области, всюду было дозвуковое течение (преграда влияет на положение диска Маха). Нерасчетность струи $n > 1$ такова, что радиус диска Маха соизмерим с r_a . В этом случае в системе реализуются интенсивные автоколебания, частота которых $f \approx c/2x_p$, где c — скорость звука в окружающем струю пространстве [1, 2]. Поставленная задача определила следующую процедуру эксперимента. При фиксированных M_a , n , x_p , r_a последовательно увеличивали размер (r_p) преграды. При каждом значении r_p измеряли частоту f и амплитуду P_p колебаний давления (первый тон) в центре преграды (позиция 1 на фиг. 1). Для измерений использовали пьезодатчик типа ЛХ-610. Частоту и амплитуду колебаний давления, а также их спектральный состав регистрировали с помощью анализатора С5-3 и самописца Н-110. Форму колебаний давления наблюдали на экране осциллографа. Погрешность определения частоты колебаний $\sim 3\%$, амплитуды $\sim 5\%$. С помощью оптической системы ИАБ-451 фотографировали картину течения с временем экспозиции, много большим периода колебаний. Опыты проведены для ряда комбинаций определяющих параметров M_a , n , x_p , r_a .

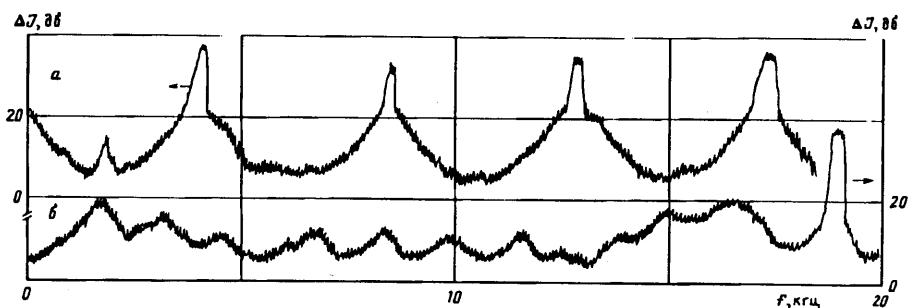
Фигура 2 иллюстрирует зависимость $P_p(x_p)$ для $M_a = 1,5$; $n = 3$; $x_p = 5$; $r_a = 8 \cdot 10^{-3}$ м. Здесь и далее линейные размеры отнесены к r_a . Штриховая линия аппроксимирует результаты измерений. Из приведенных результатов следует, что интенсивность колебаний существенно и немонотонно зависит от размера преграды r_p . Для данной комбинации определяющих параметров существуют такие значения $r_p = r_{pi}^*$, при которых колебания полностью прекращаются — своеобразные «зоны молчания». О полном прекращении колебаний в «зонах молчания» свидетельствуют также спектрограммы колебаний давления и фотоснимки течения. Обратимся к результатам, представленным на фиг. 3, 4. Они получены для тех же условий, что и результаты фиг. 2. Интенсивность колебаний давления в децибелах с помощью спектрограмм следует вычислять по формуле $J_{db} = J_0 + \Delta J$, $J_0 = 154$ дБ = const, $\Delta J(f)$ — с графика. Результаты фиг. 3, а, 4, а соответствуют преграде диаметром $d_p = 35$ мм ($r_p/r_a \approx 2,2$ на фиг. 2). В спектрограмме отчетливо виден дискретный тон: наряду с первым тоном присутствуют три обертона. На фотоснимке центральный скачок уплотнения представлен двумя линиями, соответствующими его крайним положениям в цикле колебаний. Частота колебаний по первому тону близка к названной выше, характерной для обсуждаемого явления. Результаты фиг. 3, б, 4, б соответствуют преграде диаметром $d_p = 50$ мм ($r_p/r_a \approx 3,3$ на фиг. 2). В спектрограмме отсутствует не только первый тон, но и все обертоны. Центральный скачок уплотнения на фотоснимке представлен одной линией, что свидетельствует об отсутствии его колебаний. Следовательно, колебаний с дискретным тоном нет. Аналогичная картина обнаружена и для других режимов истечения. Поэтому для них ограничимся информацией по первому тону.



Фиг. 1



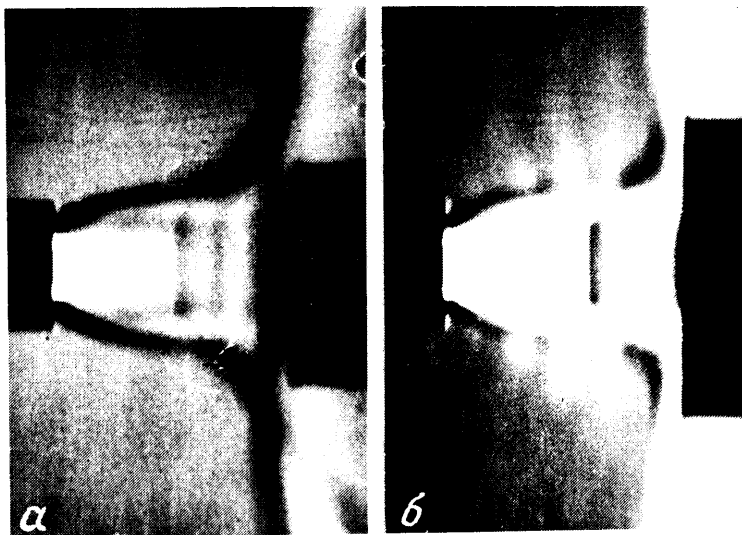
Фиг. 2



Фиг. 3

В рамках господствующих представлений о механизме возбуждения и поддержания рассматриваемых колебаний полученный результат объяснить невозможно. По этим представлениям [3, 4], все процессы, принципиально важные для механизма возбуждения и поддержания колебаний, локализованы в дозвуковой части потока перед преградой. В радиальном направлении эта часть потока ограничена поверхностью тангенциального разрыва (см. фиг. 1) и не превышает максимального для заданных M_a и n радиуса струи r_m . Следовательно, размер преграды не может, по версии [3, 4], существенно влиять на характеристики колебаний, в частности на их интенсивность, если $r_p \geq r_m$.

Для объяснения результатов, представленных на фиг. 2, обратимся к модели автоколебаний, изложенной в [2]. В соответствии с ней акустические волны, излучаемые колеблющейся струей в окружающее пространство, играют роль положительной обратной связи в рассматриваемой автоколебательной системе. Излучаются они внешней границей колеблющейся вверной струи — струи, растекающейся вдоль поверхности преграды в радиальном направлении. Если на некоторой поверхности S задано распределение акустического потенциала φ_s и его нормальной производной $(\partial\varphi/\partial n)_s$, то



Фиг. 4

потенциал в произвольной точке A акустического поля φ_A может быть представлен в виде интеграла излучения Гельмгольца — Гюйгенса [5]

$$\varphi_A = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\exp(-ikR)}{R} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_s dS + \frac{1}{4\pi} \iint_S \varphi_s \frac{\exp(-ikR)}{R} dS$$

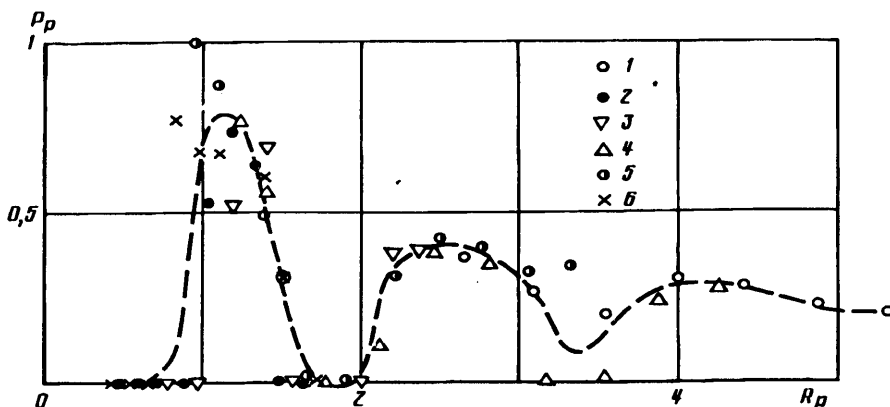
$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_s = -v_{ns}, \quad \varphi_s = \frac{p_s}{i\omega\rho}$$
(1)

Здесь R — расстояние от точки наблюдения A до произвольной точки излучающей поверхности (фиг. 1); p_s , v_{ns} — акустические давление и нормальная компонента скорости на излучающей поверхности S . отождествляя поверхность S с внешней (обращенной к соплу) поверхностью веерной струи, можем на основании (1) заключить, что акустический потенциал в произвольной точке A внешнего акустического поля струи (фиг. 1) зависит как от размеров веерной струи, определяемых для заданных M_a , n , x_p размером преграды r_p , так и от распределения характеристик колебаний давления и скорости в ней. Для $r_p \gtrsim 1$ (преграды малых размеров) при некоторых допущениях, упрощающих реальный процесс, в [6] на основе (1) получено простое и наглядное решение.

Предложенное объяснение результатов фиг. 2 предопределяет их связь с волновыми процессами в веерной струе, которые в свою очередь должны быть обусловлены особенностями ее газодинамической структуры. Для выявления этой связи сопоставим результаты фиг. 2 с результатами исследования волновых процессов в веерной струе [7] и ее газодинамической структуры [8]. В [7] результаты получены для того же режима истечения, что и результаты фиг. 2 настоящей работы, но при $r_a = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $r_p = 15$. По [7], радиальное распределение фазы колебаний давления и скорости в веерной струе (см. рис. 4 в [7]) $\varphi(r)$ представляет собой кусочно-непрерывную функцию. На участках непрерывного изменения $\varphi(r)$ величина $d\varphi/dr \approx \text{const}$, следовательно, волновой процесс в веерной струе представляет собой поле бегущих волн, распространяющихся от оси струи в радиальном направлении. Скорость их распространения ~ 300 м/с, она близка к скорости растекания потока на внешней границе сверхзвукового ядра веерной струи.

Другая характерная особенность $\varphi(r)$ — наличие разрывов при некоторых $r = r_i^*$: $r_1^* = 2,5-3,0$; $r_2^* = 4,5-5,0$; $r_3^* = 7,0$. С увеличением r монотонно уменьшается величина скачка $\Delta\varphi$ на разрыве. Но наиболее важный результат обнаруживается при сопоставлении данных фиг. 2 настоящей работы и рис. 4 работы [7]: числовые значения r_p , при которых существуют «зоны молчания», близки к числовым значениям координаты r , при которых возникают разрывы в распределении $\varphi(r)$ на преграде больших ($r_p = 15$) размеров, т. е. $r_{p1}^* \approx r_i^*$.

Полученный результат можно интерпретировать следующим образом. Пусть при некотором сочетании M_a , n , x_p и достаточно малом размере преграды $r_p > 1$ в системе возникли описываемые автоколебания. Если затем монотонно увеличивать r_p , то по достижении некоторого $r_{p1}^* \gtrsim r_i^*$, при котором



Фиг. 5

волновые процессы в веерной струе имеют сильные особенности, колебания прекращаются. Аналогичная картина наблюдается при $r_p \approx r_{p2}^*$.

Газодинамическая картина в веерной струе подобна течению в сверхзвуковой свободной недорасширенной струе. В работе [8] предложены простые и эффективные аппроксимационные зависимости для оценки размеров наиболее характерных элементов структуры течения. Начало и конец зоны разрежения соответственно $r_1 = 1,7 \sqrt{n}$, $r_2 = 3 \sqrt{n}$. Конец неизобарического участка $r_3 = 4 \sqrt{n}$. Радиус сверхзвукового ядра веерной струи $r_4 = 2,85 k M_a \sqrt{n}$, k — показатель адиабаты. Сопоставление результатов [7] и [8] показало, что первый разрыв в распределении $\varphi(r)$ соответствует r_1 , второй — r_2 , третий — r_3 .

С целью выявления общности результатов, представленных на фиг. 2, аналогичный эксперимент был выполнен и для других режимов истечения. Для $M_a = 2$ рассмотрены следующие значения (n , x_p , r_a мм): (5; 8; 5), (2,7; 5; 20), (2,7; 5; 15) — точки 1 — 3 на фиг. 5. Для $M_a = 1,5$ (3; 5; 8), (5; 7; 8), (3,1; 5; 20) — точки 4 — 6. На фиг. 5 по вертикальной оси отложено безразмерное значение амплитуды колебаний давления в центре преграды P_p , по горизонтальной — $R_p = r_p / r_a \sqrt{n}$, что позволило в какой-то мере свести все результаты к единой зависимости. Штриховая линия аппроксимирует представленные результаты.

Отметим наиболее характерные особенности полученных результатов. Существует сильная и немонотонная зависимость $P_p(R_p)$. В диапазоне $R_p = R_{p1}^* = 1,5 - 2,0$ колебания на всех режимах прекращаются полностью. Очевидно, что $R_{p1}^* \approx r_1^*$, т. е. первая зона молчания возникает приблизительно там, где существует первый и наиболее сильный разрыв в распределении $\varphi(r)$. Это соответствует началу разгона (зоны разрежения) потока в веерной струе. В диапазоне $R_p \approx 3 - 3,5$ возникает локальный минимум в распределении $P_p(R_p)$, однако полностью колебания на всех режимах, кроме одного, не прекращаются. Этот диапазон соответствует концу зоны разрежения в веерной струе и связанному с ним менее сильному разрыву в распределении $\varphi(r)$.

Особо следует сказать о диапазоне $R_p \leq 0,8$, где колебания не возбуждаются для всех режимов. В рамках модели возбуждения рассматриваемых автоколебаний [2] этот результат имеет простое и естественное объяснение. Анализ многочисленных тепплеровских фотоснимков струи, обтекающей плоскую преграду в режиме автоколебаний, показывает, что максимальный радиус струи $r_m \approx \sqrt{n}$, а радиус диска Маха $r_d \approx 0,8 r_m$. Следовательно, колебания не возбуждаются, пока $r_p \leq r_d$ т. е. пока преграда обтекается дозвуковым потоком. В этом случае растекание струи по преграде практически отсутствует, веерная струя не образуется. Следовательно, в этом случае по [2, 6] отсутствует излучатель внешней акустической волны и колебания не могут возбудиться.

Частота колебаний зависит от r_p не существенно, о чем свидетельствуют данные, приведенные ниже для того же режима, что и результаты фиг. 2:

r_p	2,18	2,5	3,75	4,38	5,0	5,62	6,25	7,5
f , кГц	4,4	4,55	5,0	5,1	5,05	4,8	5,0	5,1

Таким образом, теория, претендующая на решение обсуждаемой задачи о колебаниях, должна включать описание волновых процессов в веерной струе, т. е. учитывать размер преграды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солотчин А. В. О неустойчивости сверхзвуковой недорасширенной струи, натекающей на преграду//Газодинамика и акустика струйных течений. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979. С. 3—22.
2. Глазнев В. Н. К полуэмпирической теории генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду//Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 6. С. 110—116.
3. Семилетенко Б. Г., Собколов Б. Н., Усков В. Н. Схема ударно-волновых процессов при неустойчивом взаимодействии струи с преградой//Изв. СО АН СССР. 1972. № 13. Сер. техн. наук. Вып. 3. С. 39—41.
4. Усков В. Н., Цымбалов В. В., Цымбалова Е. Н. Численное решение задачи о нестационарном взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой//Моделирование в механике. Новосибирск, 1987. Т. 1. № 6. С. 151—158.
5. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 542 с.
6. Глазнев В. Н. Об акустическом поле сверхзвуковой недорасширенной струи, натекающей на преграду//Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 2. С. 254—259.
7. Глазнев В. Н. О пространственно-временной структуре низкочастотных колебаний при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи на плоскую преграду//Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1986. Т. 17. № 2. С. 15—21.
8. Анцупов А. В. Взаимодействие сверхзвуковой нерасчетной струи с плоской преградой//Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1698. С. 1—24.

Новосибирск

Поступила в редакцию
15.III.1991