А.Н.Антонов В.М.Купцов В.В.Комаров

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

532.11 A.72

А.Н.Антонов В.М.Купцов В.В.Комаров

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ





Москва Машиностроение 1990 Пульсации давления при струйных и отрывных течениях / А.Н. Антонов, В.М. Купцов, В.В. Комаров. – М.: Машиностроение, 1990. – 272 с. – ISBN 5-217-00822-9

В книге обобщен и систематизирован опыт экспериментальных и расчетно-теоретических исследований пульсаций давления при струйных, отрывных и донных течениях. Книга предназначена для научных работников, занимающихся разработкой методов борьбы с аэродинамическими шумами в различных отраслях промышленности.

Библиогр.: 20 назв. Ил. 114. Табл. 7.

Рецензент д-р техн. наук А.Ш. Гиневский

 $A \frac{2705140400-075}{038(01)-90}75-90$

ISBN 5-217-00822-9

© А.Н. Антонов, В.М. Купцов,

В.В. Комаров, 1990

A72

ПРЕДИСЛОВИЕ

Высокие уровни пульсаций давления являются причиной усталостных повреждений элементов конструкций и выхода из строя аппаратуры летательного аппарата, а шум неблагоприятно воздействует на людей, живущих вблизи аэропортов, на пассажиров и персонал, обслуживающий авиационную технику.

Наиболее высокие уровни пульсаций давления возникают при струйных, отрывных и донных течениях, которые практически всегда присутствуют при движении летательного аппарата.

Необходимость решения задач по снижению пульсаций давления привела к появлению самостоятельной отрасли науки – аэроакустики, которая находится на стыке наук аэродинамики, акустики и теории прочности. Несмотря на относительную молодость аэроакустики, уже накоплен большой опыт теоретических и экспериментальных исследований. Результаты этих исследований для струйных и отрывных течений опубликованы лишь в периодической печати, и в настоящее время нет книги, в которой были бы обобщены с единых позиций данные по пульсационным характеристикам. В предлагаемой работе исследуется в основном шум, возбуждаемый свободными турбулентными пограничными слоями, образующимися в области струйных, отрывных и донных течений. Иными словами, из многообразия аэродинамических шумов выделяется направление, связанное с общими пульсационными характеристиками свободных турбулентных пограничных слоев.

В настоящей монографии изложены теория, методы и результаты экспериментального исследования пульсационных характеристик давления, возникающих от дозвуковых и сверхзвуковых струй в области отрывных и донных течений, рассмотрены термоакустические явления в застойных зонах.

2

ВВЕДЕНИЕ

Исследованием пульсаций давления в газовых течениях занимается нестационарная газодинамика. Общих теоретических исследований нестационарных течений из-за их большой сложности выполнено относительно мало по сравнению с исследованиями стационарных течений. Проводимые исследования нестационарных течений в основном направлены на решение отдельных прикладных проблем. Наиболее близкими к рассматриваемым в настоящей работе материалам являются работы, выполненные в области аэроакустики, существенным вкладом в которую являются труды Л.Я. Гутина, Е.Я. Юдина, Д.И. Блохинцева, М.Дж. Лайтхилла, Л.М. Лямшева, А. Пауэлла, В.С. Петровского, А.В. Римского-Корсакова, Ж.М. Лилли, А.Г. Мунина, М.С. Хоу. В них исследуются аэродинамические источники шума и рассматривается решение задачи уменьшения этого шума. Результаты исследований охватывают в основном дозвуковые течения, при этом вопросы, связанные с пульсациями давления в области отрывных, донных, а также сверхзвуковых струйных течений, не рассматриваются. Однако в настоящее время для многих случаев именно эти течения (сверхзвуковые струйные и отрывные течения) реализуются особенно часто. Причем, как показывает эксперимент, они характеризуются максимальными по сравнению с другими течениями акустическими нагрузками и поэтому требуют тщательного изучения.

Источники пульсаций давления

Одним из существенных источников пульсаций давления в турбулентных слоях смешения струйных, отрывных и донных течений является свободная турбулентность (мелкомасштабная и крупномасштабная). Шум дозвуковой струи определяется крупномасштабной и мелкомасштабной турбулентностью и имеет непрерывный спектр частот (без дискретных составляющих). Образование упорядоченных колебаний на дискретных частотах может происходить в сверхзвуковых струях на нерасчетных режимах истечения при наличии в них ударных волн. Природа образования указанных дискретных колебаний связана с передачей пульсаций давления по внешнему, окружающему струю, дозвуковому потоку в направлении, противоположном движению потока в струе. Наличие этой обратной связи, с помощью которой пульсации давления передаются от дальних участков струи к участкам вблизи выхода из сопла, приводит к усилению возмущений в струе, которые движутся в слое смешения в виде крупномасштабных когерентных структур (крупномасштабная турбулентность).

4

Наиболее мощные пульсации давления возникают при натекании струй (дозвуковых или сверхзвуковых) на препятствия. Источниками пульсаций давления в этом случае являются турбулентные вихри, которые взаимодействуют с поверхностью (гидродинамический шум), причем характеристики пульсаций давления на поверхности тесню связаны с характеристиками (интенсивностью, спектром) турбулентности слоя смещения струи.

Мощные турбулентные течения, которые развиваются в донной области на границе струй, истекающих из сонел, в застойных зонах при обтекании уступов, углублений и других плохообтекаемых элементов, приводят к высоким уровням пульсаций давления. Источниками пульсаций давления здесь, как и при натекании струй на препятствие, являются турбулентные вихри слоя смешения, набегающие на элементы поверхности в области отрывных и донных течений. Таким образом, существует класс течений (струйные течения при натекании на поверхность, различные отрывные и донные течения), пульсации давления для которого имеют одну и ту же природу. Пульсации давления указанных турбулентных течений обычно носят случайный характер и имеют непрерывный спектр уастот.

При некоторых отрывных и донных (со струями) течениях возможно возникновение в спектре пульсаций давления дискретных составляющих, появление которых связано с развитием крупномасштабных когерентных турбулентных структур в турбулентном слое смешения и наличием обратной связи между источником колебаний и местом образования крупномасштабных вихрей.

Втекание струи в замкнутую полость (называемую резонансной трубой) при определенных условиях вызывает потерю устойчивости течения и образование в полости пульсаций давления аналогично тому, как это имеет место в резонаторе Гельмгольца. Пульсации давления в полости вызваны периодическим прохождением по газу замкнутой полости ударных волн, в которых газ может нагреться до высоких температур.

Основные характеристики пульсаций давления

Пульсации давления, воздействующие на поверхность, в большинстве случаев представляют собой случайный процесс, и для их описания необходимо применять характеристики, известные из теории случайных функций. При этом предполагается, что действительный процесс близок к стационарному эргодическому, т.е. при определении статистических характеристик усреднение по реализациям случайного процесса можно заменить усреднением по времени для одной реализации.



Рис. В.1. Основные характеристики пульсаций давления из осциллограмме

В настоящей работе для описания характеристик случайных процессов используются термины, смысл и значение которых раскрывается ниже.

На рис.В.1 представлена типичная осциллограмма пульсаций давления, т.е. зависимость мгновенных отклонений давления от статического

 $p'(t) = p(t) - p \quad ,$

где p(t) – мгновенное значение давления на поверхности; p – давление в окружающей среде или среднее давление в точке измерения, которое в общем случае может изменяться по времени. В дальнейшем при расчете характеристик пульсаций давления полагается, что статическое давление известно и исключено из процесса.

По осщиллограмме процесса обычно определяется размах пульсаций Δp , который равен разности между максимальным и минимальным значениями давления (см. рис.В.1) $\Delta p = p_{max} - p_{min}$, или сумме максимальных амплитуд пульсаций давления относительно статического $\Delta p = |A_{max}^+| + |A_{max}^-|$. В общем случае $|A_{max}^+| \neq |A_{max}^-|$, т.е. колебания могут быть несимметричны относительно статического давления.

Следующей характеристикой пульсаций является среднеквадратичное значение пульсаций давления σ_{Σ} , которое характеризует энергию колебательного процесса в целом:

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{p'^2} = \frac{1}{T_n} \sqrt{\frac{T_n}{\int p'^2(t) dt}},$$

где T_n – постоянная интегрирования.

Для шумовых процессов (плотность распределения вероятности этих процессов близка к плотности распределения нормального или гауссового распределения) отношение максимальной амплитуды пульсаций давления к среднеквадратичному значению равно 3 при доверительной вероятности

Таблица 🗌	В	. 1
-----------	---	-----

Тип сигнала	$\Delta p/\sigma_{\Sigma}$	$A_{ m max}/a_{\Sigma}$		
Шумовой с доверительной				
вероятностью:				
0,997	6,0	3,0		
0,95	3,92	1,96		
	2 82	1 41		

0,997 и примерно 2 при доверительной вероятности 0,95, что существенно больше, чем для синусоидального сигнала (табл. В.1).

Распределение энергии по частотам для случайного процесса описывается спектральной плотностью S(f). Из теории случайных функций известно, что спектральная плотность связана с автокорреляционной функцией соотношением

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau,$$

где $R_{pp}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} p'(t)p'(t - \tau)dt$ – автокорреляционная функция

процесса; $\omega = 2\pi f - круговая частота.$

В результате обработки измерений получают оценки этих характеристик, поскольку они вычисляются на конечном интервале времени T_n , и в дальнейшем под спектральной плотностью и корреляционными функциями будут подразумеваться их оценки

$$S(\omega, T_n) = \frac{1}{2\pi T_n} \int_{0}^{T_n} R_{pp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau;$$

$$R_{pp}(\tau, T_n) = \frac{1}{T_n} \int_{0}^{T_n} p'(t) p'(t-\tau) dt.$$

Возникающие при этом погрешности, связанные с конечной длительностью реализации, рассмотрены в гл. 6. Спектральная плотность и автокорреляционная функция связаны со среднеквадратичным значением пульсаций давления соотношением

$$\sigma_{\Sigma} = \int_{0}^{\infty} \int S(\omega) d\omega$$
 или $\sigma_{\Sigma} = \sqrt{R_{pp}(0)}.$

При определении спектральной плотности с помощью анализаторов с конечной полосой пропускания фильтра Δf измеряется спектр среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций в полосе σ_{Δf}, связанный со

спектральной плотностью соотношением

$$\sigma_{\Delta f} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(f) H(f) df$$

или при S(f) = const в полосе фильтра – соотношением

$$\sigma_{\Delta f}(f) = \sqrt{S(f)\Delta f},$$

+ ∞
где $\Delta f = \int H(f)df$ — эквивалентная полоса пропускания, обычно

определяемая как ширина частотного окна амплитудно-частотной характеристики фильтра на уровне 0,7 максимального значения; H(f) – частотная характеристика фильтра анализатора.

Если зависимость спектральной плотности от частоты слабая, т.е. энергия колебаний распределена сравнительно равномерно в диапазоне частот, то такой спектр частот принято называть широкополосным.

В том случае, если энергия колебаний давления сосредоточена вблизи некоторой частоты f_0 , так что спектральная плотность имеет максимум в диапазоне частот, меньших $0,1f_0$, такой спектр частот принято называть узкополосным.

Колебания давления с постоянными частотой и амплитудой или колебательные процессы, представляющие сумму таких колебаний, нельзя описывать спектральной плотностью, так как она на таких частотах стремится к бесконечности. Однако энергия колебаний конечна, и среднеквадратичное значение пульсаций давления, измеряемое на выходе фильтра, имеет определенную величину, не зависящую от полосы фильтра. Для таких колебаний спектр среднеквадратичных значений состоит из отдельных линий, и их принято называть дискретными составляющими спектра.

Для процессов с широко- и узкополосными спектрами, если их полоса шире полосы пропускания фильтра, возможен расчет спектральной плотности по спектру среднеквадратичных значений: $S(f) = \sigma_{\Delta f}^2 / \Delta f$. Однако на практике чаще определяется спектр среднеквадратичных значений в

8

полосе $\Delta f_{1\Gamma u} = 1$ Γu , численно равный корню из спектральной плотности:

$$\sigma_{1\Gamma u} = \sqrt{S(f)\Delta f_{1\Gamma u}} = (\sigma_{\Delta f} \sqrt{\Delta f}) \sqrt{\Delta f_{1\Gamma u}}.$$

Среднеквадратичное значение дискретных составляющих спектра должно при этом остаться прежним, так как они не зависят от полосы пропускания фильтра. Часть энергии, вносимой широкополосной составляющей в суммарную энергию на выходе фильтра, можно пренебречь, если среднеквадратичное значение дискретной составляющей превышает в 3 и более раз среднеквадратичное значение широкополосной составляющей в полосе пропускания фильтра.

Для количественного выражения связи пульсаций в различных точках пространства используется пространственно-временная взаимокорреляционная функция

$$R_{ij}(\tau) = \frac{1}{T_n} \int_0^I p'_i(t) p'_j(t-\tau) dt.$$

Пульсации давления на поверхности удобно выразить пространственнювременной корреляционной функцией

$$R_{q}(x_{1}, y_{1}, x_{2}, y_{2}, t_{1}, t_{2}) = \frac{1}{p'(x_{1}, y_{1}, t_{1})p'(x_{2}, y_{2}, t_{2})}$$

где p'(x, y, t) – пульсационная составляющая давления в точке (x, y) поверхности.

Учитывая относительно малые изменения статистических характеристик пульсаций давления, процесс можно считать однородным. При этом функция R_{σ} зависит только от пространственного разделения

$$\begin{split} \xi &= x_1 - x_2, \ \eta &= y_1 - y_2 \\ R_q(\xi, \ \eta, \ \tau) &= \overline{p'(x, \ y, \ t)p'(x + \xi, \ y + \eta, \ t + \tau)}. \end{split}$$

Нормированная пространственно-временная корреляционная функция (коэффициент пространственно-временной корреляции) определяется соотношением

$$R'(\xi, \eta, \tau) = \frac{R_q(\xi, \eta, \tau)}{R_q(0)}$$

где $R_q(0) = R_q(\xi = 0, \eta = 0, \tau = 0).$

В экспериментах обычно измеряют величины $R'(\xi, 0, \tau)$ и $R'(0, \eta, \tau)$

 τ), которые называют соответственно продольным и поперечным коэффициентами пространственно-временной корреляции. По результатам измерений коэффициентов $R'(\xi, 0, 0)$ и $R'(0, \eta, 0)$ определяют соответственно продольный и поперечный масштабы корреляций пульсаций давления на поверхности

$$l_{x} = \int R'(\xi, 0, 0)d\xi,$$

$$l_{y} = \int R'(0, \eta, 0)d\eta.$$

Статистические характеристики пульсаций давления на поверхности описываются также взаимной спектральной плютностью, связанной преобразованием Фурье с пространственно-временной корреляционной функцией:

$$R_{q}(\xi, \eta, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\xi, \eta, \omega) e^{+i\omega\tau} d\omega,$$

$$S(\xi, \eta, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_q(\xi, \eta, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau.$$

Взаимная спектральная плотность является комплексной функцией

$$S(\xi, \eta, \omega) = \text{Re}S(\xi, \eta, \omega) + I\text{Im}S(\xi, \eta, \omega).$$

Нормированная взаимная спектральная плотность определяется соотношением

$$S'(\xi, \eta, \omega) = \frac{S(\xi, \eta, \omega)}{S(\omega)} = \operatorname{Re}S'(\xi, \eta, \omega) + \operatorname{dim}S'(\xi, \eta, \omega),$$

где S(ω) – спектральная плотность мощности (частотный спектр) пульсаций давления.

При использовании взаимной спектральной плотности между пульсациями давления в двух точках вместо нее удобно ввести в рассмотрение действительную величину – функцию когерентности

$$\gamma^{2}(f) = \frac{|S_{ij}(f)|}{\sqrt{S_{i}(f)S_{j}(f)}},$$

где $S_{ij}(f)$, $S_{i}(f)$, $S_{j}(f)$ – соответственно взаимная спектральная плотность и спектральные плотности пульсаций давления в точках *i* и *j*.

Если при некотором значении частоты $\gamma(f) = 0$, то говорят, что пульсации в точках *i* и *j* некогерентны, другими словами, некоррелированы. Если пульсации давления в этих точках статистически независимы,

то при всех значениях частот $\gamma(f) \equiv 0$. Если $\gamma^2(f) = 1$, то говорят, что пульсации полностью когерентны, т.е. отличаются только масштабом. Коэффициенты корреляции определяются в полосах частот в соответствии со следующим математическим выражением:

$$R' = \rho_{\Delta f}(f) = \frac{\frac{1}{T_H} \int_0^{f} p'_{i\Delta f}(t) p'_{j\Delta f}(t) dt}{\sigma_{i\Delta f} \sigma_{j\Delta f}}.$$

где $p'_{i\Delta f}$, $p'_{j\Delta f}$ — пульсации давления в полосе частот Δf в точках *i* и *j*; $\delta_{i\Delta f}$, $\delta_{j\Delta f}$ — среднеквадратичные значения пульсаций давления в полосе частот Δf .

Спектры пульсаций давления характеризуются большими различиями среднеквадратичных значений пульсаций давления для различных участков, поэтому для удобства и наглядности их графического представления обычно используется логарифмический масштаб, который дает также ряд преимуществ при пересчете спектров, введеннии различных поправок и т.п. В этом случае по оси ординат откладываются значения пульсаций *L* в децибеллах:

$$L = 20 \lg \frac{\sigma}{\sigma_0},$$

где $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па (2,04 · 10⁻¹⁰ кгс/см²) – среднеквадратичная

величина пульсаций давления, принимаемая за пороговое значение.

К названию характеристик пульсаций в логарифмическом масштабе добавляется слово "уровень":

уровень среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления, или суммарный уровень пульсаций

$$L_{\Sigma} = 20 \lg \frac{\sigma_{\Sigma}}{\sigma_0};$$

спектральный уровень среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций в полосе 1 Гц, или спектральный уровень

$$L_{1\Gamma\mu} = 20 \lg \frac{\sigma_{1\Gamma\mu}(f)}{\sigma_0} .$$

На рис.В.2 дана номограмма для перевода среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления из Па (кг/см²) в дБ, пользуясь которой, можно определить уровень пульсаций, соответствующий заданному



Рис. В.2. Номограмма для перевода среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления в децибеллы

значению давления, и наоборот. Так как при увеличении масштаба по оси абсцисс в 10 раз, а по оси ординат на 20 дБ, вид графика L(σ) не изменяется, то но-1800 Ла мограммой можно пользоваться и <u>180 кЛа</u> для перевода величин, лежащих 180 кЛа вне диапазона, обозначенных по осям.

> Для быстрого определения уровня пульсаций в децибеллах

следует использовать несколько базовых соотношений между уровнем L_{6a3} в децибеллах и соответствующим среднеквадратичным значением пульсаций давления σ_{6a3} (например, данные, приведенные в табл. В.2) и приращения уровня пульсаций давления при отношениях измеренного среднеквадратичного значения к базовому, которые даны в табл. В.3.

Таблица В.2

L баз, дБ о _{баз} , кПа (кгс/см ²)			140 0,2 (0,00204)		160 2 (0,0204)		180 20 (0,204)	
		0,2						
							Таблиц	a B.3
Δ <i>L</i> , дБ	1	2	3	. 5	6	8	10	20
 a /a	1 13	1 26	1 41	1 78	·	95	3 16	10

หรพ 683

В этом случае искомый уровень пульсаций давления в децибеллах будет определяться по формуле

 $L_{_{\text{H3M}}} = L_{_{6a3}} + 20 \log(\sigma_{_{_{H3M}}} / \sigma_{_{6a3}}) = L_{_{6a3}} + \Delta L.$

Например, дано о = 3,4 кПа. Из табл. В.2 выберем о = 2 кПа

ближайшее значение) и соответствующее ему $L_{6a3} = 160$ дБ. Вычислив огношение σ / σ = 1,7, из табл. В.З получим $\Delta L \approx 5$ дБ. Таким образом, будем иметь $L_{H3N} = 165$ дБ. Часто на практике используется приведенный суммарный или спектральный уровень пульсаций давления

$$\overline{L_{\Sigma}} = 20 \lg \frac{\sigma_{\Sigma}}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{\rho_{np}}, \ \overline{L_{1\Gamma_{u}}} = 20 \lg \frac{\sigma_{1\Gamma_{u}}(f)}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{\rho_{np}},$$

где *p*_{ст} – стандартное атмосферное давление 101,325 кПа (1,039 кгс/см); *p*_{пр} – давление в среде, по которому нормируется пульсационная составляющая (обычно это статическое давление).

Глава 1.

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕМ И ДАЛЬНЕМ ПОЛЯХ СТРУИ ИЛИ СИСТЕМЫ СТРУЙ

Основными источниками акустического шума струй являются:

1) мелкомасштабная и крупномасштабная турбулентность в слое смешения и на основном участке струй;

 скачки уплотнения, образующиеся в струе при нерасчетных режимах истечения;

3) пульсации давления в канале перед соплом. Вклад этих источников в акустический шум зависит от скорости и режима истечения струи. Так, пульсации давления (а также температуры, энтропии) перед соплом, например в камере сгорания, как правило, вносят заметный вклад в акустический шум главным образом лишь при малых дозвуковых скоростях истечения. С ростом числа Маха M_a сопла этот вклад снижается. Для сверхзвуковых струй, как правило, если не возбуждаются мощные колебания перед соплом, этот источник шума не имеет существенного значения.

Другой источник шума – скачки уплотнения – вносит заметный вклад в акустический шум при нерасчетных режимах истечения, когда степень нерасчетности на срезе сопла $n = p_a/p_{\infty}$, либо $n \ll 1$, либо $n \gg 1$. При наличии скачков уплотнения появляются два дополнительных источника шумообразования: взаимодействие турбулентности со скачками уплотнения и автоколебательная раскачка струи. Первый источник приводит к

интенсификации широкополосного спектра шума, второй — к образованни дискретной составляющей в спектре шума. В случае холодных или слабо нагретых струй вклад дискретного тона в суммарный акустический шум может быть определяющим. Вследствие значительной интенсивности этого излучения его иногда называют свистом и даже визгом струи. С увеличением скорости истечения роль турбулентности в шумообразовании увеличивается, а относительный вклад скачков уплотнения уменьшается. При скоростях 1500...4400 м/с скачки уплотнения, как правило, не оказывают существенного влияния на аэродинамический шум.

Возникновение акустических источников в струях связано с физической природой шумообразования в газовых потоках.

1.1. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ШУМОВ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

1.1.1. УРАВНЕНИЕ ЛАЙТХИЛЛА

Основные положения теории шума свободного турбулентного потока впервые были сформулированы Лайтхиллом. Запишем уравнение неразрывности и уравнение сохранения импульса при отсутствии источников массы и внешних сил в неподвижной системе координат:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0; \qquad (1.1)$$

$$\frac{\partial \left(\rho u_{i}\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left(P_{ij} + \rho u_{ij} \mu_{j}\right) = 0, \qquad (1.2)$$

где ρ – плотность; t – время; u_i – скорость течения жидкости в направлении x_i ; $P_{ij} = \rho \delta_{ij} + \mu (-b_{ij} + \frac{2}{3} c_i \delta_{ij})$ – тензор напряжений от сил давления ρ и вязкости; μ – коэффициент сдвиговой вязкости; i = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3;

$$b_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}; c_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}; \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j \\ 0 & \text{при } i \neq j \end{cases}$$

- символ Кронекера.

Дифференцируя уравнение неразрывности (1.1) по времени, а уравнение сохранения импульса (1.2) по координате x_i и вычитая один результат из другого, имеем $\begin{cases} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (P_{ij} + \rho u_i \mu_j). \\ \\ \Pi рибавляя и вычитая в правой части величину \frac{\partial^2 (a_{\infty}^2 \rho)}{\partial x_i \partial x_j} \delta_{ij}, \\ \\ \\ \text{основное уравнение} \end{cases}$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_{\infty}^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$
(1.3)

гие a_{∞} — скорость звука в невозмущенной среде; $T_{ij} = \rho u \mu_j + P_{ij} - a_{\infty}^2 \rho \delta_{ij}$ — тензор напряжений.

Уравнение (1.3) представляет собой неоднородное волновое уравнение. Члены, описывающие рефракцию и рассеяние звука турбулентным потоком, содержатся в уравнении в неявном виде в T_{ii} .

Тензор Т_{іј} можно записать в следующем виде:

$$T_{ij} = \rho \mu \mu_i + (P_{ij} - \rho \delta_{ij}) + (p - a_{\infty}^2 \rho) \delta_{ij}.$$

При дозвуковых изотермических течениях вторым и третьим членами в выражении для T_{ij} по сравнению с первым можно пренебречь, что означает малое влияние вязкости и теплопроводности.

Для выделения членов, соответствующих в уравнении (1.3) эффектам рефракции, распространения и рассеяния звука турбулентностью, подставим в правую часть (1.3) значения мгновенной скорости $u_i = u_i^* + u_i^*$, $u_j = \overline{u_j} + u_j^*$. В результате получим следующее выражение:

$$\frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} + 2\overline{u_{i}} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial t \partial x_{i}} + \overline{u_{i}}_{i} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial x_{i} \partial x_{j}} - a_{\infty}^{2} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial x_{i} \partial x_{j}} - \left[-\rho \left(\frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{i}} \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{i}} \frac{\partial \overline{u_{j}}}{\partial x_{j}} \right] = \frac{\partial^{2} (\rho u_{i}^{\prime} u_{j}^{\prime})}{\partial x_{i} \partial x_{j}} + 2 \frac{\partial (\rho u_{i}^{\prime})}{\partial x_{i}} \frac{\partial \overline{u_{j}}}{\partial x_{i}} + 2 \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\rho u_{i}^{\prime} \frac{\partial \overline{u_{j}}}{\partial x_{j}} \right].$$
(1.4)

Для центральной части слоя смешения последний член правой части, который содержит пространственную производную компонента средней скорости, мал по сравнению с другими членами. То же относится и и последнему члену левой части уравнения.

После преобразований уравнение (1.4) можно представить в виде

$$\frac{1}{a_{\infty}^{2}} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} - \frac{\partial^{2} \rho}{\partial x_{i} \partial x_{j}} = \frac{\partial^{2} (\rho u_{i}^{\prime} u_{j}^{\prime})}{\partial x_{i} \partial x_{j}} + 2 \frac{\partial (\rho u_{j}^{\prime})}{\partial x_{i}} \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial^{2} \rho}{\partial x_{j}^{2}} - \left[\frac{\partial}{\partial t} + \overline{u_{i}} \frac{\partial}{\partial x_{i}}\right]^{2} \rho + \Lambda(\rho, u_{j}^{\prime}, \overline{u_{i}}).$$
(1.5)

Левая часть полученного уравнения описывает распространение звука в покоящейся среде. Анализ правой части показывает, что образование шума в турбулентном потоке определяется случайными пульсациями количества движения; механизм генерации шума включает два типа взаимодействия: турбулентность – турбулентность (тип *A*), градиент средней скорости – турбулентность (тип *Б*). Функция $\Lambda(\rho, u'_j, u_i)$ объединяет члены, характеризующие взаимодействие звука и турбулентного потока, включая эффекты рассеяния звука турбулентностью. Остальные члены правой части (1.5) определяют эффекты рефракции звука полем средних скоростей.

Для практических расчетов шума турбулентных струй обычно принимается следующая модель волнового уравнения:

$$\frac{1}{a_{\infty}^{2}} \frac{\partial^{2} p}{\partial t^{2}} - \frac{\partial^{2} p}{\partial x_{i} \partial x_{j}} = A + B, \qquad (1.6)$$

где члены **А** и **Б** представляют собой типы взаимодействий турбулентность – турбулентность (источники "собственного" шума) и сдвиг – турбулентность (источники "сдвигового" шума).

1.1.2. КОНВЕКТИВНОЕ ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

Залищем уравнения неразрывности и сохранения импульса (1.1...1.2) в.следующем виде:

$$\frac{D_{1n\rho}}{Dt} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0; \qquad (1.7)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_i}, \qquad (1.8)$$

rde
$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i}$$
.
С помощью выражения для энтропии единицы массы идеального газа
 $S = c_p \left[\ln \rho - \frac{\ln p}{\kappa} \right],$

которое после дифференцирования представляется в виде

$$\frac{D\ln\rho}{Dt} = \frac{1}{\kappa p} \frac{Dp}{Dt} - \frac{1}{c_p} \frac{DS}{Dt},$$

получим для уравнения неразрывности

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\kappa \rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{1}{c_p} \frac{DS}{Dt}.$$
 (1.9)

Здесь $\kappa = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении (c_p) и постоянном объеме (c_v). Обозначим через σ функцию $\delta = \ln(p/p_{\infty})$, где p_{∞} – давление в окружающей среде. Используя соотношение

$$\frac{1}{1}$$
 $\frac{Dp}{D4} = \frac{D\sigma}{D4}$

перепишем уравнение (1.9) в виде

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\kappa} - \frac{D\sigma}{Dt} + \frac{1}{c_p} \frac{DS}{Dt}.$$
(1.10)

Продифференцируем уравнение импульса (1.8) по пространственной координате

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left[b_{ij} - \frac{2}{3} c_{ij} \delta_{ij} \right] \right] \right\}.$$

$$(1.11)$$

При получении уравнения (1.11) использовано соотношение

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{D}{Dt} = \frac{D}{Dt} \frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_j}$$

Применив к уравнению (1.9) оператор *D/Dt* и подставив результат в (1.11), получим конвективное волновое уравнение

$$\frac{D^{2}\sigma}{Dt^{2}} - \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[a^{2} \frac{\partial \sigma}{\partial x_{i}} \right] = \kappa \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}} \frac{\partial u_{j}}{\partial x_{i}} + \kappa \frac{D}{Dt} \left[\frac{1}{c_{p}} \frac{DS}{Dt} \right] - \kappa \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[\mu \left[b_{ij} - \frac{2}{3} c_{ij} \delta_{ij} \right] \right] \right].$$
(1.12)

При выводе (1.12) было использовано соотношение

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{a^2}{\kappa} \frac{\partial \sigma}{\partial x_i}$$

Правая часть уравнения (1.12) характеризует генерирование звука турбулентным потоком и определяет источники шума, возникающие при изменении скоростей и энтропии, а также из-за эффектов диссипации звука вследствие вязкости жидкости. В случае изэнтропического потока при условии пренебрежения диссипацией имеем

$$\frac{D^2\sigma}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[a^2 \frac{\partial\sigma}{\partial x_i} \right] = \kappa \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}.$$
(1.13)

Если мгновенную скорость разложить на среднюю и пульсационную составляющие $u_i = u_i + u'_i$, то с учетом только членов, содержащих пульсации скорости, правую часть уравнения (1.13) можно записать как

$$\frac{\partial u'_{i}}{\partial x_{i}} \frac{\partial u'_{j}}{\partial x_{i}} + 2 \frac{\partial u'_{j}}{\partial x_{i}} \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}}$$

где первое слагаемое соответствует взаимодействию типа турбулентность – турбулентность, а второе – типа сдвиг – турбулентность. В записанном выражении только первый член может рассматриваться в качестве члена, характеризующего источники шума турбулентного течения. Второй член представим в виде функции переменной о и включим в число линейных членов левой части уравнения как член "сдвиговой рефракции". При этом уравнение (1.13) преобразуется:

$$\frac{\overline{D}^2 \sigma}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{a}^2 \ \frac{\partial \sigma'}{\partial x_i} \right] - 2\kappa \ \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \ \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = L_0(x, t). \tag{1.14}$$

Здесь $\overline{D}/Dt = \partial/\partial t + \overline{u_i}\partial/\partial x_i$; \overline{a} – средняя скорость звука; σ' – флуктуация переменной σ ; функция $L_0(x, t)$ – совокупность членов, содержащих произведение пульсационных составляющих. Отметим, что при

выводе (1.14) в уравнение (1.13) были подставлены выражения для скорости, давления и температуры в виде суммы средней и пульсационной величин:

$$u_i = \overline{u}_i + u'_i, \ p = \overline{p} + p', \ T = \overline{T} + T'.$$

Продифференцировав уравнение (1.14) по D/Dt, имеем

$$\begin{vmatrix} \overline{D}_{\partial t}^{3} & -\overline{D}_{Dt} & \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{a}^{2} & \frac{\partial \sigma'}{\partial x_{i}} \right] + 2 \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{a}^{2} & \frac{\partial \sigma'}{\partial x_{j}} \right] = \\ = L_{1}(x, t) - 2\kappa \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} \frac{\partial \overline{u}_{\kappa}}{\partial x_{i}} \frac{\partial u'_{j}}{\partial x_{\kappa}} + 2\kappa \frac{\partial u'_{j}}{\partial x_{i}} \frac{\overline{D}}{Dt} \left[\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} \right] - \\ - 2\kappa \frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[u'_{\kappa} & \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{\kappa}} \right] \qquad (1.15)$$

 $(i = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3; \kappa = 1, 2, 3).$

Выражение (1.15) является наиболее общей формой неоднородного конвективного волнового уравнения и впервые получено Лилли. Это уравнение обычно упрощают:

$$\frac{\overline{D}^{3}\sigma'}{Dt^{3}} - \frac{\overline{D}}{Dt} \frac{\partial}{\partial x_{i}} \left[\overline{a}^{2} \frac{\partial \sigma'}{\partial x_{i}} \right] + 2\overline{a}^{2} \frac{\partial u_{1}}{\partial x_{2}} \frac{\partial^{2}\sigma'}{\partial x_{1}\partial x_{2}} = L(x, t). \quad (1.16)$$

Если считать поле пульсационных скоростей известным, то уравнение (1.16) представляет собой неоднородное конвективное уравнение относительно пульсаций давления, вызываемых полем турбулентности.

1.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ ДОЗВУКОВОЙ СТРУИ

А.Г. Мунин и В.М. Кузнецов произвели расчет шума дозвуковой затопленной струи [15]. Излучение звука рассматривается без учета его преломления в турбулентном потоке. Уравнение (1.6) представим в виде

$$\frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} - a_{\infty}^{2} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial x_{i} \partial x_{j}} = \frac{\partial^{2} \Pi_{ij}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} + \frac{\partial P_{j}}{\partial x_{i}}, \qquad (1.17)$$

rge
$$\frac{\partial^{2} \Pi_{ij}}{\partial x_{i} \partial x_{j}} = \frac{\partial^{2} (\rho u_{i}^{\prime} u_{j}^{\prime})}{\partial x_{i} \partial x_{j}},$$

 $\frac{\partial P_{j}}{\partial x_{i}} = 2 \frac{\partial (\rho u_{j}')}{\partial x_{i}} \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}}$

Упростим структуру потока в зоне смешения турбулентной струи в области наиболее интенсивного излучения. Поток считаем параллельным оси струи с градиентом скорости поперек слоя смешения $(u_1 = u_1(x_2), u_2 = u_3 = 0)$. Расчет интенсивности шума струи сводится к суммированию интенсивностей излучения шума объемами, пульсационные скорости в которых коррелированы, т.е. турбулентными вихрями. В пределах каждого турбулентного вихря можно принять, что градиент средней скорости постоянен и плотность потока в струе $\rho = \rho_j \approx \rho_{\infty}$. Первый член в правой части соотношения (1.17) – собственный шум, второй – сдвиговый. Для дальнего звукового поля решение уравнения (1.17), определяющее собственный и сдвиговый шум, представляется в следующем виде:

$$\rho - \rho_{\infty} = \frac{1}{4\pi a_{\infty}^{4}} \int \frac{(x_{i} - y_{i})(x_{j} - y_{j})}{r^{3}} \frac{\partial^{2}\Pi_{ij}(\bar{y}, t - r/a_{\infty})}{\partial t^{2}} dV(\bar{y}),$$

$$\rho - \rho_{\infty} = \frac{1}{4\pi a_{\infty}^{3}} \int \frac{(x_{i} - y_{i})}{r^{2}} \frac{\partial P_{j}(\bar{y}, t - r/a_{\infty})}{\partial t} dV(\bar{y}).$$
(1.18)

Для дальнего акустического поля дозвуковой струи интенсивность шума элементарного объема турбулентной струи равна

$$dI = k_1 \frac{\Phi(\theta, M_{\kappa})}{r^2} \frac{\rho_a^2 u_a^n}{\rho_{\infty} a_{\infty}^m} \left[\sqrt{\frac{u'^2}{u_a}} \right]^4 \left[\frac{u_{\kappa}}{u_a} \right]^q \frac{dV}{x'}$$
(1.19)

где k_1 – коэффициент пропорциональности; θ – угол между осью струи и направлением от среза сопла к точке наблюдения; r – расстояние от элементарного объема струи до точки наблюдения; u_{κ} – скорость движения вихрей; $M_{\kappa} = u_{\kappa}/a_{\infty}$; x – расстояние от среза сопла вдоль оси струи до данного элементарного объема; u' – пульсации продольной скорости; индекс к – конвективный.

Для собственного шума при n = 8, m = 5, q = 4

$$\Phi(\theta, M_{\kappa}) = \Phi_{\Phi}^{-3}(\theta, M_{\kappa});$$

$$Φ_{Φ}(θ, M_{K}) = [Φ_{0}^{2}(θ, M_{K}) + a^{2}M_{K}^{2}]^{0.5};$$

$$Φ_{0}(θ, M_{K}) = 1 - M_{K}\cos\theta;$$

$$a = 0.1;$$

$$M_{K} = u_{K}/a_{\infty} = M\varphi(\eta);$$

$$M_{C} = u_{A}/a_{\infty};$$

$$φ = 0.6 - 2.5\eta - 10\eta^{2} + 50\eta^{3}.$$

$$Для сдвигового шума при n = 6, m = 3, q = 2$$

$$Φ(θ, M_{K}) = Φ_{Φ}^{-3}(θ, M_{K})\cos^{2}\theta.$$
(1.20)

Соотношение интенсивностей собственного и сдвигового шумов имеет вид

$$l'_{c_{\mathcal{A}}}/l'_{c_{\mathcal{G}}} = k_{\bullet} \cos^2 \theta \Phi_{\bullet}^2(\theta, M_{\kappa}) M_{\kappa}^{-2}; \ k_{\bullet} \approx 30.$$

Интегрируя интенсивность шума струи I по замкнутой сферической поверхности S, можно вычислить акустическую мощность $W = \int I dS$. S

Акустическая мощность струи протяженностью от среза соцла до произвольного сечения на начальном участке

$$\begin{split} \Psi_{\mu}(\bar{x}) &= k_{4} L[a_{1}(M_{c})\bar{x} + a_{2}(M_{c})\bar{x}^{2}], \end{split} \tag{1.21} \\ \text{где } L &= \frac{\rho_{a}^{2} u_{a}^{n} d_{a}^{2}}{\rho_{\infty} a_{\infty}^{m}}; \\ a_{1}(M_{c}) &= \int_{0}^{\eta_{2}} \psi(\eta, M_{c}) f^{4}(\eta) \varphi^{q}(\eta) d\eta; \\ a_{2}(M_{c}) &= \int_{\eta_{1}}^{\eta_{2}} \psi(\eta, M_{c}) f^{4}(\eta) \varphi^{q}(\eta) \eta d\eta; \\ \eta_{1}(2) &= \int_{\eta_{1}}^{\eta_{2}} \psi(\eta, M_{c}) f^{4}(\eta) \varphi^{q}(\eta) \eta d\eta; \\ \eta_{1}(2) &= \frac{y_{1}(2) - 0.5d_{a}}{x}; \quad \overline{x} = x/d_{a}. \end{split}$$

Индексы 1 и 2 соответствуют внутренней и внешлей границам слоя смешения; d_{a} – диаметр среза согла:

для собственного шума $\psi(M_{\rm K}) = (1 + M_{\rm K}^2)/(1 - M_{\rm K}^2)^4,$ для "сдвигового" шума $\psi(M_{\rm K}) = M_{\rm K}^{-3} \{\ln[(1 + M_{\rm K})/(1 - M_{\rm K})] + 2M_{\rm K}(2M_{\rm K}^2 - 1)/(1 - M_{\rm K}^2)^2\};$ $f(\eta) = \sqrt{u'^2}/(\sqrt{u'^2})_{\rm max} = 1 - 1.35\eta - 81\eta^2 + 320\eta^3;$ $\varphi(\eta) = 0.6 - 2.5\eta - 10\eta^2 + 50\eta^3.$

Может быть рекомендована следующая формула для определения акустической мощности струи для $M_{\pi} = 0, 3...1$:

$$W = \kappa_0 \frac{\rho_a^2 u_a^{\dot{s}} d_a^2}{\rho_{\infty} a_{\infty}^5},$$
(1.22)
rge $\kappa_0 = (2, 5... 4, 5) \cdot 10^{-5}.$

Спектральная плотность интенсивности шума единицы объема

$$I'(f) = I' \frac{\beta}{c_2 \sqrt{\pi}} \frac{\phi_{\bullet}^m(\theta, M_{\kappa})}{\phi_0^m(\theta, M_{\kappa})} \beta^q f^q \times \exp\left[-\beta^2 f^2 \frac{\phi_{\bullet}^2(\theta, M_{\kappa})}{4c_1 \phi_0^2(\theta, M_{\kappa})}\right].$$
(1.23)

Для собственного шума $c_1 = 2$, $c_2 = 48 \sqrt{2}$, для "сдвигового" шума $c_1 = 1$, $c_2 = 2$, $\beta = 3x/(4u_a)$. Интенсивность суммарного шума *I* определяется интегрированием выражения (1.19).

Приведенные формулы и значения параметров этого раздела позволяют определить характеристики шума дозвуковой струи. Представленные выше характеристики шума дозвуковой струи получены при использовании характеристик мелкомасштабной турбулентности в слое смешения начального и основного участков струи. Косвенное влияние крупномасштабной турбулентности на шум в представленном выше расчетном методе учтено за счет использования эмпирических соотношений для характеристик мелкомасштабной турбулентности, на которую оказывают влияние крупномасштабные вихри (например, для характерной частоты турбулентных пульсаций скорости в слое смешения, для скорости увеличения толщины слоя смешения).

1.3. РАСЧЕТ ШУМА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ПРИ МАЛЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Используем метод расчета шума высокотемпературной дозвуковой струи или расчетной сверхзвуковой струи, предложенный Тестером. Рассмотрим конвективное волновое уравнение Лилли, учитывающее взаимодействие акустического излучения и поля среднего потока. Источником шума является турбулентность слоя смещания при взаимодействии типа турбулентность + турбулентность (источник квадрупольного типа) и сдвиг + турбулентность (источник дипольного типа). Уравнение (1.15) можно представить в виде

$$L(p) = \overline{\rho}Q, \qquad (1.24)$$

где оператор $L \equiv (1/\overline{a}^2)\overline{D}^3/Dt^3 - (\overline{D}/Dt)\nabla^2 + (1/\overline{\rho})(d\overline{\rho}/dr)(\overline{D}/Dt)\partial/\partial r + 2(d\overline{u}/dr)\partial^2/\partial x \partial r; \overline{a}, \overline{\rho}$ – усредненные по времени значения скорости звука и плютности;

$$Q = \frac{\overline{D}^3}{Dt^3} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \xi'_i \xi'_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \xi''_i}{\partial x_i} \right] + O(u'^3).$$

Параметры {; и {; определяются из уравнений

δ

$$\frac{\overline{D}\xi'_i}{Dt} - \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k}\xi'_k = u'_i; \quad \frac{\overline{D}^2\xi''_i}{Dt^2} = -V'\partial p/\partial x_i; \quad i, j, k = 1, 2, 3.$$

Применяя преобразование Фурье к уравнению (1.24), получим

$$\frac{1}{\overline{R}} \frac{d}{d\overline{R}} \left[\overline{R} \frac{dp}{d\overline{R}} \right] + \frac{1}{k_0 \delta} \left[-\frac{1}{\rho} \frac{d\overline{\rho}}{d\eta} - \frac{2}{D} \frac{dD}{d\eta} \right] \frac{dp}{d\overline{R}} + \left[\frac{a_\infty^2 D^2}{\overline{a}^2} - \left[\frac{k_x}{k_0} \right]^2 - \frac{n^2}{\overline{R}^2} \right] \tilde{p} = -\overline{\rho} (i\omega)^{\nu-1} D^{\nu-1} S^{(\nu)} / k_0^2, \quad (1.25)$$
rge $\overline{R} = k_0 r; \ k_0 = \omega / a_\infty; \ D = 1 - \{\overline{u}(\eta) / a_\infty\} \{k_x / k_0\};$

$$\overline{\rho} = \overline{\rho}(\eta); \ \overline{c} = \overline{c}(\eta); \ \overline{u} = \overline{u}(\eta); \ \eta = (r - r_0)/\delta;$$

- TOTULINA CTOR CMELLENG: $S^{(\nu)}$ OTDEREDERED ($\nu = 1$ MJM 3) Ka

$$S^{(1)} = \frac{3}{2} \mathbf{M}_{a\beta}(u_a' u_{\beta}'), \ S^{(3)} = \frac{1}{2} \mathbf{M}_{a\beta}(\xi_a' \xi_{\beta}'); \ (a, \ \beta) = (x, \ r, \ \phi); \ x - \theta$$

координата вдоль слоя смешения; *г* – координата поперек слоя; ϕ – азимутальная координата;

$$\widetilde{P}(k_{x}, n, \omega, \overline{R}) \equiv \widetilde{P}(\overline{R}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\pi}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, \phi, t, \overline{R}) \times \exp[ik_{x}x + in\phi - i\omega t] \partial x \partial \phi \partial t.$$

. Здесь n - номер моды; $k_x -$ волновое число в осевом направлении; $\omega = 2\pi f$.

Квадрупольный оператор Мав задается матрицей

$$\mathbf{M}_{a\beta} = (r) \begin{bmatrix} (x) & (r) & (\phi) \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} & \frac{1}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial x \partial r} & \frac{\partial^2}{\partial x \partial \varphi} \frac{1}{r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial r \partial x} & \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r & \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial r \partial \phi} \\ \frac{\partial^2}{\partial x \partial \phi} \frac{1}{r} & \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r}{\partial r \partial \phi} & \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \end{bmatrix}$$

Аналитическое решение уравнения (1.25) может быть получено для двух ассимптотических случаев: для низкочастотного и высокочастотного приближений ($k_0^{\delta} \rightarrow 0$ или $k_0^{\delta} \rightarrow \infty$). Далее рассматривается высокочастотное приближение, основанное на законах геометрической акустики. Для получения решения делаются следующие предположения:

1) $\delta/\lambda \ge 1$, где δ – толщина слоя смешения в области источника излучения длиной волны λ ;

2) область излучения определенной частоты, представляющая собой довольно объемный тор, стягивается в окружность (центральную окружность тора, рис.1.1). Влияние некомпактности и направленности излучения источника учитывается посредством модифицированного коэффициента Доплера;

3) все константы, входящие в окончательное выражение для спектральной плотности и в промежуточные выражения для вычисления входящих в него коэффициентов, находятся оптимизацией по большому числу экспериментальных данных (обработано свыше 3700 экспериментов).

Окончательно 1/3-октавные спектральные уровни интенсивностей пуль-



источника данной частоты а

Рис. 1.1. Схема излучения шума струей:

а – модель источника излучения определенной частоты; б – определение углов и расстояний, исследуемых по схеме расчета

саций давления квадрупольного и дипольного типов определяются следую щими уравнениями:

$$\begin{split} L_{1/3, q} &= 10 |gI_{q} + 10 |g\left(\frac{72}{R/d_{a}}\right)^{2} + 10 |g(u_{j}/a_{\infty})^{8} + 10 |gD_{m}^{-5} + 10 |g\left(\frac{1}{D_{S}^{2}} - \frac{N_{\infty}}{T_{S}/T_{\infty}} \left[\cos^{4}\theta_{0}(1 - c_{q}) + 2 |k_{S}^{2}|\cos^{2}\theta_{0} + |k_{S}^{2}|^{2}\right]\right]; (1.26) \\ L_{1/3, d} &= 10 |gI_{d} + 10 |g\left(\frac{72}{R/d_{a}}\right) + 10 |g(u_{j}/a_{\infty})^{6} + 10 |gD_{m}^{-3} + 10 |g\left(\frac{T_{S} - T_{\infty}}{T_{S}}\right) + 10 |g\left(\frac{1}{D_{S}^{2}} - \frac{N_{\infty}}{T_{S}/T_{\infty}}\left[\cos^{2}\theta_{0}(1 + c_{d}) + |k_{S}|^{2}\right]\right], (1.27) \end{split}$$

где индексом ј - обозначена струя.

Первые члены в этих выражениях $10lgI_q$ и $10lgI_d$ представляют собой так называемые базовые спектры, т.е. спектры звуковой струи $(u_j = a_{\infty}; D_m = 1)$, полученные на расстоянии $R/d_a = 72$ от среза сопла. Базовые спектры найдены посредством обработки большого числа экспериментальных данных (рис.1.2), где модифицированное число Струхаля $Sh_m - D_m f_a d'u_i$.

Геометрические характеристики акустического поля связаны следующими соотношениями, позволяющими определить R/d_{a} и θ_{0} :



a — положение источника в зависимости от частоты излучения; \bullet — эксперимент; — аппроксимация; b — зависимость ϵ_{κ} и ϵ_{S} от Sh; b зависимость квадрупольного c_{q} и дипольного c_{d} коэффициентов анизотропности от Sh; ϵ — базовые спектры квадрупольного I_{q} и дипольного I_{d} источников

$$R_{r}/d_{a} = \left[\left(\frac{R}{d_{a}} \right)^{2} + \left(\frac{x_{s}}{d_{a}} \right)^{2} - 2\left(\frac{x_{s}}{d_{a}} \right) \left(\frac{R}{d_{a}} \right) \cos\theta \right]^{1/2},$$

$$\cos(\theta_{0} - \theta) = \frac{\left(\frac{R}{d_{a}} \right)^{2} + \left(\frac{R}{r} \right)^{2} - \left(\frac{x_{s}}{d_{a}} \right)^{2}}{2\left(\frac{R}{d_{a}} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^{2}}.$$
(1.28)

Зависимость x_S/d_a от Sh_m, полученная на основе измерений методом направленного микрофона, аппроксимируется функцией

$$x_{S}/d_{a} = (0,057 \text{Sh}_{m} + 0,021 \text{Sh}_{m}^{2})^{-0.5},$$
 (1.29)

где x_S – координата от среза сопла до акустического источника относительной частоты Sh_m.

Третыи члены в правых частях соотношений (1.26), (1.27) выражают 26 полученную Лайтхиллом зависимость интенсивности излучения от скорости по закону восьмой и шестой степени для квадрупольного и дипольного источников. Четвертые члены ($10lgD_m^{-5}$ и $10lgD_m^{-3}$) учитывают влияние переноса источников излучения со скоростью u_{κ} конвекции. При этом модифицированный коэффициент Доплера, учитывающий распределение шума от угла θ_0 ,

$$D_m = \{D_c^2 + [\beta(u_j/a_\infty)\cos\theta_0]^2 + [a(u_j/a_\infty)k_S]^2\}^{0.5},$$
(1.30)

где
$$D_c = 1 - M_{\kappa} \cos\theta_0 = 1 - \epsilon_{\kappa} (u_j/a_{\infty}) \cos\theta_0;$$

$$k_{S}^{2} = \frac{D_{S}^{2}}{(\kappa_{S}/\kappa_{\infty})(T_{S}/T_{\infty})} - \cos^{2}\theta_{0};$$

$$D_{S} = 1 - (u_{S}/a_{\infty})\cos\theta_{0} = 1 - \epsilon_{S}(u_{j}/a_{\infty})\cos\theta_{0};$$

$$= 1 - \epsilon_{S}(u_{j}/a_{\infty})\cos\theta_{0};$$

 $\epsilon_{\kappa(S)} = u_{\kappa(S)}/u_j$ – экспериментальные зависимости (см. рис.1.2).

Для параметров *a* и β, входящих в выражение для *D*_{*m*}, приняты следующие зависимости:

$$a = a_0 (T_S / T_0)^p;$$

$$\beta = \beta_0 (T_S / T_0)^q,$$

где $a_0 = 0.2; \beta_0 = 0.55; p = 1.2; q = 0.2.$

Для вычисления температуры источника T_{S} используется эмпирическая формула

$$T_{S}/T_{\infty} = 1 + [(T_{S}/T_{\infty})_{\max} - 1]/(0.98 + 0.073/\text{Sh}_{m}^{-2})^{0.25}, \qquad (1.32)$$

rge $(T_{S}/T_{\infty})_{\max} = 1 + 0.6[(T_{f}/T_{\infty}) - 1] + 0.048(u_{f}/a_{\infty})^{2}.$

Последние члены в формулах (1.26), (1.27) определяют взаимодействие акустического излучения и поля среднего потока. Входящие в них параметры c_q и c_d (см. рис.1.2) определены эмпирически. Величина \tilde{D}_S равна

$$\overline{D_{S}^{2}} = D_{S}^{2} + \beta_{c}^{2} (u_{j} \cos\theta_{0}/a_{\infty})^{2}, \qquad (1.33)$$

rge $\beta_{c} = 0.06.$





• - эксперимент: расчет: _____ уровень квадрупольного излучения: $a - u_i/a_{\infty} = 1.95$: M_i = 1.96; $T_i/T_{\infty} = 0.98$: $R/d_a = 72$: $\theta = 75$: $\delta - u_i/a_{\infty} = 0.89$; M_i = 0.59; $T_j/T_{\infty} = 2.27$: $R/d_a = 72$: $\theta = 60^{\circ}$ Функция $N_{\infty} = 1$ при $k_S^2 \ge 0$ (что обычно при $\theta \ge 90^{\circ}$), а при $k_S^2 \le 0$

$$N_{\infty} = \frac{0.392}{\left[3(24/k_{S}^{2})^{3/2} + 1\right]^{0.5}} \exp(-2A|k_{S}^{2}|^{3/2}).$$
(1.34)

Результаты расчета по этому методу спектров шума струй (в 1/3-октавный полосе частот) удовлетворительно согласуются (рис.1.3) с экспериментом в диапазоне изменения параметров

$$u_f / a_{\infty} = 0, 2...2; T_f / T_{\infty} = 0, 2...2;$$

 $\theta = 30...120^\circ; R/d_a > 50.$

1.4. ШУМ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ПРИ БОЛЬШИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Для больших сверхзвуковых скоростей истечения струй еще не разработаны надежные расчетные методы. Характеристики шума в акустическом поле определяют, используя данные экспериментальных исследований, которые позволяют проводить оценки уровней пульсаций давления выше среза сопла ($x \le 0$), а также получать некоторые параметры акустического поля ниже среза сопла (x > 0) [1, 15]. Основными источниками акустического излучения сверхзвуковой струи являются:

мелко- и крупномасштабная турбулентность в турбулентном слое смешания струн;

взаимодействие турбулентного потока со скачками уплотнения (шум скачков уплотнения);

турбулентные вихри, конвектируемые со сверхзвуковой по отношению к внешней среде скоростью (при этом возникает направленное акустическое излучение - волны Маха);

неустойчивость струи при определенных режимах течения, приводящая к образованию дискретной составляющей.

Каждый источник генерирует акустические волны в диапазоне частот, Лактерном для этого источника. Спекто извис характерном для этого источника. Спектр шума от первого и третьего источников - широкополосный. Скачки уплотнения могут давать как широкополосный шум, так и (при определенных условиях истечения) дискретную составляющую в спектре пульсаций давления. Уровень шума в произвольной точке поля определяется суммарным воздействием шума всех указанных источников. Аэродинамический шум каждого источника зависит от различных газодинамических параметров: числа М_ сопла, относительной скорости истечения струи u/a_{∞} , относительной температуры торможения T_{0}/T_{∞} , степени нерасчетности истечения $n = p_{0}/p_{\infty}$, состава продуктов сгорания и др. Поэтому важное значение приобретают параметрические исследования, проводимые в достаточно широком диапазоне изменения параметров.

1.4.1. СУММАРНЫЙ УРОВЕНЬ ШУМА

На суммарный уровень шума L_{Σ} сверхзвуковой струи в плоскости среза сопла влияют степень нерасчетности n, число М, отношение температуры перед соплом к температуре окружающей среды $T_{0\kappa}/T_{\infty}$. относительная скорость истечения u/a_{∞} . Эти параметры оказывают различное влияние на шум от разных акустических источников струи. Рассмотрим влияние параметров на шум от двух типов источников: слоя смешения и скачков уплотнения.

Шум от слоя смешения $(x \le 0)$

Следуя работе [16], рассмотрим шум от слоя смешения затопленной расчетной сверхзвуковой струи. Для построения решения используем уравнение (1.3), для дальнего акустического поля имеем

$$\rho - \overline{\rho}_{\infty} = \frac{k_1}{4\pi a_{\infty}^4} \int_{V} \frac{\sin\theta S^{\cos\theta} S}{r} \left[\frac{\partial^2 (\rho u'_{i}u'_{j})/\partial \tau^2}{a_{\infty}^2 m^{1.5}} + \frac{2}{a_{\infty}^2 m} \left[\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial y_{i}} \right] \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho u'_{i}u'_{j} + \rho \delta_{ij}) \right] \partial V, \qquad (1.35)$$

$$rge \ m = (1 - \epsilon \frac{u_m \varphi}{\kappa a_\infty} \cos \theta_S)^2 + \overline{a}_0^2 \left(\frac{\epsilon_{\kappa} u_m \varphi}{a_\infty} \right)^2; \ \overline{a}_0 = 0.55; \ \epsilon_{\kappa} = u_{\kappa} / u \cong 0.8;$$

 $\varphi = u/u_m; \tau = t - r/a_{\infty}; \overline{u_i}, \overline{\rho}_{\infty}$ — усредненные по времени скорость и плотность; θ_s — угол между осью и направлением акустического излучения; индексы: m — внутренняя граница слоя смешения струи; i = 1, 2, 3; j = 1, 2, 3.

При нерасчетном истечении струи для получения оценок вместо и используется и_і – скорость эквивалентной струи, т.е. струи, имеющей тот же расход газа, что и реальная струя. Эквивалентная струя имеет статическое давление $p_j = p_{\infty}$. В этой струе число Маха определяется из соотношения $\pi(M_j) = p_{\infty}/p_{0\kappa} (p_{0\kappa} - давление торможения перед соплом),$ а диаметр d_i – из уравнения неразрывности $d_{i}^2/d_i^2 = q(\lambda_i)$ (d_{i} – диаметр критического сечения сопла). Так как при расчетном истечении имеет место $M_i = M_a, d_i = d_a$, то в дальнейших выражениях будут использоваться параметры эквивалентной струи. Первое слагаемое уравнения (1.35) соответствует собственному шуму струи при воздействии турбулентность + турбулентность, второе - шуму струи при воздействии типа сдвиг + турбулентность. Для получения оценочных расчетов рассмотрим только собственный шум слоя смешения струи. Интегрирование уравнения (1.35) проводим для слоя смешения струи. При этом согласно полуэмпирической теории Прандтля считается, что пульсации скорости пропорциональны градиенту скорости, т.е. $u' \sim l_1 du/dy \sim l_m du/dy$, где $l_1 = m_1 du/dy$

30

путь смещения, эквивалентный интегральному масштабу турбулентности l_m. В результате было получено соотношение

$$\vec{p}^{2} = k \rho_{j}^{2} u_{j}^{8} A_{1} / a_{\infty}^{4}; \qquad (1.36)$$

$$A_{1} \approx \left[\frac{T_{j}}{T_{\infty}} \right]^{2} \int_{0}^{\overline{x}_{j}} \frac{(\rho_{1} / \rho_{j})^{2} (u_{1} / u_{j})^{8} \overline{x}_{j} d\overline{x}_{j}}{\overline{r}_{j}^{2}} \times \int_{0}^{1} \frac{(1 + M^{2} (\kappa - 1) / 2)^{2} \varphi^{4} (\eta) \eta^{5} (1 - \eta)^{4} d\eta}{\left\{ 1 + [(T_{01} / T_{\infty}) - 1] \varphi(\eta) \right\}^{2} m^{5/2}}.$$

где $\varphi(\eta) = u/u_1 = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3;$

$$\eta = y/\delta; \ \overline{x_j} = x/d_j; \ \overline{r_j} = r/d_j;$$

индексом 1 - обозначена ось струи.

Влияние скорости истечения на шум в области $x \leq 0$, $y/d_a = 0,7...2$ оценим для расчетной струи с $M_a = 3,5$. Расчет проведен без учета излучения основного участка струи при изменении относительной скорости u/a_{∞} от 1,9 до 12. Суммарный уровень L_{Σ} (рис.1.4, сплошная линия) равен $L_{\Sigma} = L_{\Sigma0} + \Delta L_{\Sigma}$, где $L_{\Sigma0}$ – значение L_{Σ} , полученное по результатам экспериментальных исследований "холодной" струи $u/a_{\infty} \approx 1,9$; ΔL_{Σ} – рассчитанное по формуле (1.36) изменение суммарного уровня пульсаций давления при изменении скорости u/a_{∞} .

На рис.1.4 собраны экспериментальные данные по суммарным уровням пульсаций давления одиночных струй при $x_j = x_j/d_a = 0$; $y_j = y_j/d_a = 1...2$. Числа Маха сопла и степени нерасчетности холодных и подогретых (до 1000 K) струй составляли $M_a = 1,2...4,1$; n = 0,7...1,2, а для высокотемпературных (1000...3600 K) струй – $M_a = 3...4,6$; n = =0,05...1. В качестве рабочего тела при испытаниях были использованы: холодный воздух, продукты сгорания керосина с воздухом, пороха с воздухом, керосина с кислородом, водорода с кислородом, водород ($T_{0k} = =288$ K). Для высокоскоростных струй суммарное значение пульсаций дав-

L_I, _Ab ALT.AB 160 1-микро**во**н 150 -4 140 20 25 ∆L₂, дб α 130 4 U;, KM/C 3 12 Uj/a ... 9 Влияние скорости нстечения струи на L₅ (x; 0; $y_i = 1...2$): -10 -20 x, -30 О – эксперимент; расчет по формуле (1.36); - $- u_{j}^{3/2}; - \sigma_{\Sigma} - u_{j}^{4/3}$ Рис. 1.5. Зависимости ΔL_{Σ} от \overline{y}_{j} и \overline{x}_{j} при \overline{T}_{κ} = 1: $a - \Delta L_{\Sigma} = \Delta L_{\Sigma}(\overline{y}_i); \quad \bigcirc \quad -\overline{x}_i = 0; \quad \bullet \quad -\overline{x}_i = -15; \quad \delta = \Delta L_{\Sigma} = -15; \quad \delta =$ = $\Delta L_{\Sigma}(x_i)$; $\Delta - \overline{y}_i = 15$; $\blacktriangle - y_i = 25$; ----, --- расчет ления в плоскости среза сопла в зависимости от и, изменяется по закону $\sigma_{\Sigma} \sim u_{i}^{R}$, где k = 1, 3...1, 5. Экспериментальные исследования показали, что для высокотемпературных (Тос > 1000 К) струй при скорости истечения $u/a_{\infty} > 3,5$ изменение степени нерасчетности не оказывает влияния на L₅. (с точностью 1...1,5 дБ), т.е. шум от слоя смешения превосходит шум от скачков уплотнения, и влияние скачков на шум можно не учитывать.

Проведенные по соотношению (1.36) расчеты суммарного шума с учетом распределения параметров как в начальном, так и в основном участках сверхзвуковой струи показывают, что максимальный шум возникает в переходном участке струи. Это позволяет поместить основной источник излучения суммарного шума в районе переходного участка струи и распределение L_{Σ} во внешнем акустическом поле строить с учетом положения этого источника. Пользуясь известными уровнями $L_{\Sigma 0}$ (при $\overline{x_{j0}} = 0$, $\overline{y_{j0}} = 1...2$, см. рис.1.4) и зная местоколожение основного источника излучения (в районе переходного участка струи), можно рассчитать распределение суммарных уровней при $\overline{x_j} \leq 0$. При проведении расчетов считается, что изменение σ_{Σ} обратно пропорционально изменению расстояния l от источника до точки наблюдения, т.е. соответствует распределению звуковых колебаний в дальнем акустическом поле.

На рис.1.5 приведено сравнение результатов расчета уровня $\Delta L_{\Sigma} = L_{\Sigma} - L_{\Sigma 0}$ с экспериментом, проведенным при $M_a = 3.5; T_{0\kappa}/T_{\infty} = 1.$ Здесь $L_{\Sigma 0}$ – уровень L_{Σ} в точке, определяемой координатами (x_{j0}, y_{j0}) . Расчет выполнен по формуле

$$\Delta L_{\Sigma} = 20 \lg l_0 / l, \tag{1.37}$$

где $l = \sqrt{(|\bar{x}_j| + \bar{l}_{s\phi})^2 + \bar{y}_j^2}$ – расстояние от основного источника до точки наблюдения; l_0 – расстояние от основного источника до точки, определяемой координатами $(\bar{x}_{j0}, \bar{y}_{j0})$ на рис.1.5, *a* – точки (0; 15) или (-25; 15); на рис.1.5, *b* – точки (0; 15) или (0; 25); $\bar{l}_{s\phi} = l_{s\phi}/d_j$ – расстояние от основного источника по оси струи *Ox* до среза сопла. Для определения $\bar{l}_{s\phi}$ использовалась эмпирическая зависимость $\bar{l}_{s\phi} = (18 - 0.2y_j)(T_{0\kappa}/T_{\infty})^{0.25}$. Расчет ΔL_{Σ} удовлетворительно согласуется с экспериментом как для расчетных, так и для нерасчетных струй.

Шум от скачков уплотнения

Рассмотрим шум, источником которого являются скачки уплотнения начального участка сверхзвуковой нерасчетной струи. При проведении оценочных расчетов и для упрощения задачи полагаем, что в районе взаимодействия скачка уплотнения со слоем смешения (толщиной δ) значение продольного градиента скорости $\partial u/\partial x = \text{const}$; также пренебрегаем шумом, связанным с энтропийными эффектами. Рассматривая только шум, зависящий от градиентов скорости и возникающий из возмущенного скачком уплотнения района слоя смешения, получим из соотношения (1.35):

$$\rho - \overline{\rho}_{\infty} = \frac{k_1}{2\pi a_{\infty}^4 V} \frac{\sin\theta S^{\cos\theta} S}{rm} \left[\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \frac{\partial (\rho u_i' u_j' + p\delta_{ij})}{\partial \tau} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} \frac{\partial (\rho u_i' u_j' + p\delta_{ij})}{\partial \tau} \right] dV, \qquad (1.38)$$

где для удобства принято $u = u_1$; $x = y_1$; $y = y_2$. Первое слагаемое соответствует сдвиговому шуму, второе определяет шум от скачков уплотнения. Проводя интегрирование соотношения (1.38), получим для второго слагаемого

$$\overline{p'^2} = \overline{p'^2_1} + \overline{p'^2_2},$$

где

$$\frac{\sqrt{p_1'^2}}{q_j} = \frac{k_1 \sin \theta_S \cos \theta_S}{m^{3/4}} \left| \frac{\partial u_m}{\partial x} \right| \left| \left(\frac{u_j}{a_\infty} \right)^2 \frac{\epsilon^2 \sqrt{x_j}}{\overline{R}_r} \sqrt{\overline{A}}; \quad (1.39)$$

$$\frac{\sqrt{p_2'^2}}{q_j} = \frac{k_1 \sin \theta_S \cos \theta_S}{m^{3/4}} \left| \frac{\partial u_m}{\partial x} \right| \frac{\sqrt{\overline{x}_j}}{\overline{R}} \sqrt{\overline{A}},$$

где

$$\overline{A} = \left(\frac{T_{j}}{T_{\infty}}\right)^{2} \int_{0}^{1} \varphi^{2}(\eta) \tilde{\rho}^{2}(\eta, T_{0\kappa}/T_{\infty}) d\eta;$$

$$\widetilde{x} = x/\delta; \ q_{j} = \rho \mu_{j}^{2}/2; \ \widetilde{\rho} = \rho/\rho_{j}; \ \widetilde{u}_{m} = u_{m}/u_{j};$$

$$\widetilde{x}_{j} = x_{j}/d_{a}; \ \overline{R}_{r} = R_{r}/d_{a};$$

 u_m – скорость на внутренней границе слоя смешения; ϵ – интенсивность турбулентности в слое смешения (на линии тока, где $u/u_m = 0.55$). Расчеты, проведенные по этим формулам для струи с $M_a = 2.6$; $n = p_a/p_{\infty} = 0.4$; $\epsilon = 0.15$; $u_f/a_{\infty} = 1.6...10$, $x \le 0$, $y/d_a = 0.7...2$, показывают, что суммарный шум от скачков уплотнения высокотемпературной струи на 2...4 дБ ниже, чем от скачков уплотнения холодной струи.

Шум от нерасчетной сверхзвуковой струи складывается из шума от

слоя смешения и шума от скачков уплотнения. Так как с увеличением относительной скорости истечения $u_j^0 = u_j/a_{\infty}$ возрастает шум от слоя смешения (см. рис.1.4) и медленно уменьшается шум от скачков уплотнения, то при некотором u_j^0 шум от слоя смешения будет превосходить шум от скачков уплотнения. Как показывает эксперимент, при $u_j^0 > u_{j0}^0 = 3,5$ шумом скачков уплотнения можно пренебречь.

Рассмотрим экспериментальные данные по шуму от скачков уплотнения холодных струй. На рис.1.6 приведены экспериментальные данные по влиянию степени нерасчетности *n* на суммарный уровень шума пульсаций давления в плоскости среза сопла для воздушных струй с $T_{0\kappa}/T_{\infty} \approx 1(\Delta L_{\Sigma} = L_{\Sigma} - L_{\Sigma0})$, где $L_{\Sigma0}$ – суммарный уровень при n = 1). Увеличение шума при $n \neq 1$ связано с дополнительным шумом от скачков уплотнения. При $n \leq 1$ максимум L_{Σ} приблюженно реализуется при значениях *n*, соответствующих критическому перепаду давлений при отрыве турбулентного пограничного слоя в выходном сечении сопла. Влияние шума скачков уплотнения формуле:



Р и с. 1.6.Экспериментальные данные по влиянию степени нерасчетности *п* на суммарный уровень пульсаций давления вблизи среза сопла ($M_a = 1$ = 1...4; $\operatorname{Re}_d = (0, 2...20) \cdot 10^6$; *n* = 0,1...3; $d_a = -5...64$ мм; $\overline{T}_{\kappa} = 1$; $\Box - M_a = 1$; $\Delta - M_a = 1, 5...1, 6$; $\beta - M_a = 2...2, 6$; $O - M_a = 2, 7...3, 8$; $\bullet - M_a = 3, 97$
$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\Sigma 0} \sqrt{\frac{\sigma_{\Sigma n}^2}{\sigma_{\Sigma 0}^2} + \frac{\sigma_{\Sigma j}^2}{\sigma_{\Sigma 0}^2}}, \qquad (1.40)$$

где $\sigma_{\Sigma 0}$ — суммарное значение пульсаций давления при n = 1 и $u_{j0} = 600$ м/с. В плоскости среза сопла отношение $\sigma_{\Sigma n}/\sigma_{\Sigma 0}$ может быть определено с помощью рис.1.6, а $\sigma_{\Sigma j}/\sigma_{\Sigma 0}$ — с помощью рис.1.4 или из соотношения $\sigma_{\Sigma}/\sigma_{\Sigma 0} = (u_j/u_{j0})^k$, где k = 1, 3...1, 5.

Некоторые особенности шума струй x > 0

Распределение суммарного уровня пульсаций давления при x > 0 носит более сложный характер, чем при x < 0. Это связано с ярко выраженной направленностью акустического излучения от сверхзвуковой струи при в < 90°. Наиболее высокие уровни наблюдаются вблизи границы струи в точках, удаленных от среза сопла на расстояние (8...20) d, и могут составлять для высокотемпературных струй 160...165 дБ. Максимум акустической энергии распространяется по лучу, наклоненному под углом θ = = 30...60° к оси струи. Это связано с конвекцией вихрей в слое смешения, а также с появлением в ближнем поле струи акустических волн волн Маха, которые возникают в высокоскоростных струях в результате сверхзвукового движения вихрей относительно внешнего окружающего воздуха (сверхзвуковой скорости конвекции вихрей). При этом направление излучения волн Маха в приближенно совпадает с направлением распространения максимума акустической энергии $\theta_{\max} \approx \arccos(1/M)(M = \max_{\kappa} \kappa)$ $= u_{\kappa} a_{\infty}, \epsilon_{\kappa} = u_{\kappa} u_{j} = 0, 5...0, 8$). При увеличении u_{j} угол θ_{max} , в направлении которого распространяется максимальный шум, увеличивается. Так, для холодной струи ($M_{f} = 1.5$; $T_{0\kappa} = 288$ K) $\theta_{max} \approx 25^{\circ}$, а для высокотемпературной струи ($M_{f} = 3.5$; $T_{0\kappa} = 3000$ K) $\theta_{max} \approx 65^{\circ}$.

Как показывают экспериментальные данные, суммарные уровни пульсаций давления вдоль луча (параллельного границе струи) возрастают от среза сопла в направлении течения, достигая максимального значения при некотором значении x_0 . Для расчетных воздушных ($T_0 \approx 300$ K) струй при числах $M_a = 1, 5...3, 8$ величина $\overline{x_0}$ определяется выражением $\overline{x_0} = a_0 + a_1 M_a + a_2 M_a^2$,

где $a_0 = -4,85; a_1 = 7,5; a_2 = -0,625.$

В плоскости среза сопла суммарный уровень практически не зависит от радиального расстояния $\bar{y} = 1...3$. Однако в плоскостях, расположенных от среза сопла на расстояниях $\bar{x} = 8...15$, влияние \bar{y} на L_{Σ} существенно. При этом данные удовлетворительно аппроксимируются зависимостью $\Delta L_{\Sigma} = -20 [g(\bar{y} - \bar{r}_j)]$. Здесь $\Delta L_{\Sigma} = L_{\Sigma} - L_{\Sigma0}$, где $L_{\Sigma0} - y$ ровень L_{Σ} при $y = r_j + d_a$, $r_j - радиус струи в данном сечении.$

1.4.2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМА

Спектральные характеристики шума нерасчетной сверхзвуковой струи определяются основными источниками акустического излучения: турбулентным слоем смешения и скачками уплотнения. В зависимости от степени нерасчетности и скорости истечения струи шум каждого источника проявляется различным образом.

Рассмотрим спектральные характеристики шума, излучаемого турбулентным слоем смешения. Экспериментальные исследования показывают, что акустическое поле сверхзвуковой струи (n = 0,7...1,2 при $u/a_{\infty} < 3,5$ и n < 0,7 при $u/a_{\infty} > 3,5$) образуется в результате излучения акустических источников, расположенных в слое смешения струи, и с точки зрения акустики струю можно рассматривать как набор звуковых источников, распределенных вдоль струи. При этом каждое сечение струи излучает звук в основном на одной характерной частоте, соответствующей частоте работы эффективного источника в этом сечении. Распределение звуковых источников вдоль оси струи было определено с помощью направленного микрофона (эллиптического зеркала, один фокус которого совмещен с осью струи, а во втором помещен микрофон). Его можно представить в виде зависимости

$$Sh_{j} = b_{0} + b_{1}\overline{x}_{j} + b_{2}\overline{x}_{j}^{2}, \qquad (1.41)$$

где $\operatorname{Sh}_{j} = \int d_{j}/u_{j}$ – безразмерная частота акустического источника, расположенного на оси струи; \overline{x}_{j} – координата этого источника (\overline{x}_{j} = = 3...40); $b_{0} = 0.384$; $b_{1} = -1.42 \cdot 10^{-2}$; $b_{2} = +0.18 \cdot 10^{-3}$. Вблизи среза

сопла реализуется высокочастотное излучение. С возрастанием х, наблюдаются более низкие частоты, что связано с размерами турбулентных вихрей, которые увеличиваются при своем движении в слое смещения струи. Модельные данные получены для холодных ($n = 0, 7...1, 2; T_{n} = 288$ K) и высокотемпературных (*n* = 0,1...1,2; *T*_{0к} = = 1500...2000 К) струй с . М_ = 3,5.,.4,1. Как показали результаты обработки экспериментальных данных по спектрам шума струй, для получения обобщенных зависимостей удобно пользоваться безразмерными параметрами σ^0 , Sh, характеризующими значение спектральной плотности и частоту ($\sigma^0 = \sqrt{f_0} \sigma_{\Gamma \mu} / \sigma_{\Sigma} \mu$ Sh = f/f_0 , где $f_0 = a_\infty/d_i$). На рис.1.7 представлены безразмерные спектры пульсаций давления, полученные при измерении шума высокотемпературных струй ниже среза сопла (x > 0) при изменении параметров: М = = 1,2...4,6; n = 0,05...1; $u/a_{\infty} = 3,5...10;$ $T_{0\kappa}/T_{\infty} = 3,5...12,5;$ $R/d_i = 1,2...700;$ $\theta = 12...90^{\circ}$ (R – расстояние от центра среза согла до точки наблюдения). При Sh > 0,1 экспериментальные данные образуют единую зависимость, которая характеризует шум от турбулентного слоя смещения струй при положении точки измерения ниже среза сопла $(x \ge 0)$. В области выше среза сопла (x < 0) (рис.1.8) относительные спектры удовлетворительно согласуются с указанным универсальным спектром при Sh \ge 0,3; для диапазона Sh = 0,04...0,3 в области x < 0 значения относительной спектральной плотности меньше, чем в области $\overline{x} > 0$.

Шум сверхзвуковых струй, связанный со скачками уплотнения, может состоять из двух компонентов. К одному из них относятся дискретные составляющие, которые будут рассмотрены в разд.1.5. Другим компонентом является широкополосный шум, охватывающий почти 0,7 октавы. Широкополосная составляющая не зависит от условий отражения и проявляется даже при наличии поглощающего материала на поверхностях твердых тел вблизи сопла. Она возникает вследствие взаимодействия скачков уплотнения с турбулентными пульсациями скорости. Поэтому с повышением интенсивности скачков и турбулентности в струе уровни широкополосной составляющей возрастают. Эта составляющая имеет ряд особенностей. Вопервых, ее уровни практически не зависят от температуры торможения T_0 , но поскольку шум от слоя смешения с ростом T_0 (а следовательно, и скорости μ) увеличивается (см. рис.1.4), то относительная доля шума от скачков уплотнения при этом, естественно, снижается. Как показыва-



ют эксперименты, при $u_j^0 = u_j/u_\infty > u_{j0}^0 = 3,5$ шумом от скачков уплотнения можно пренебречь. Поэтому рассматриваемая составляющая играет в процессе шумообразования заметную роль в основном лишь для холодных и слабо нагретых струй. Другой характерной ее особенностью является отсутствие заметной направленности в распространении излучаемого ею звука. Но поскольку шум от слоя смешения обладает, наоборот, сильной направленностью, создавая максимум шума в диапазоне углов $\theta \approx 40...60^\circ$, то относительный вклад составляющей от скачков наиболее существенен только в областях, расположенных вверх по течению при $\theta \approx 150...170^\circ$.

Спектральный состав широкополосного шума от скачков характеризуется наличием максимума, частота f_{θ} которого в дальнем акустическом поле при смещении точки измерения (изменении угла θ) зависит от сося. Результаты экспериментального исследования дальнего акустического поля показывает, что характерная частота максимума определяется числом $\overline{Sh} = f_p \overline{l/a}_{\infty}$, которое для струй с $M_a = 1...2$; n = 0,25...7; $T_{0\kappa}/T_{\infty} = 1$ равна Sh = 1. Здесь l -средняя длина ячейки струи, $\overline{l} = (l_2 + l_3 + l_4)/3$, где l_2 , l_3 и $l_4 -$ длины второй, третьей и четвертой ячеек; $f_p = Df_{\theta}$, $D = (1 + M_{\kappa}\cos\theta) -$ доплеровский множитель, $M_{\kappa} = u_{\kappa}/a_{\infty}$; u_{κ} - скорость конвекции вихрей. Для струи с $M_a = 1$ число Струхаля, соответствующее максимуму шума от скачков излучаемого в сторону сопла $Sh = f_p d/a_{\infty} = 0,47(p_0/p_{\infty} - 1,83)^{-0,4}$. Для больших отношений давлений $p_0/p_{\infty} > 4$ характерная частота широкополосного максимума f_p так же, как и частота дискретного тона f_a зависит от M_i и T_0 . При уменьшении M_i и T_0 частота f_p , как следует из экспериментов, монотонно снижается.

Используем преобразование, позволяющее получить универсальный спектр, учитывающий шум от скачков уплотнения и не зависящий от изменения степени нерасчетности. Для определения универсальной зависимости используется доплеровский множитель *D*. Зависимость строится в координатах $[L_{1\Gamma_{\rm H}} - 10(n + 1) \lg D]$ и *fD*. При $M_a = 1$ и $\theta = 45...105^\circ$ универсальная зависимость реализуется при значениях параметра $\bar{n} = c_0 + c_1\beta$, где $\beta = [5(p_0/p_\infty)^{2/7} - 6]; c_0 = 4,1; c_1 = -2,67; \beta = 0,6...1,4.$

Рассмотрим распределение коэффициентов корреляции во внешнем акустическом поле сверхзвуковой струи. Для этого разобъем внешнее окружающее струю пространство на две области: область, охватывающую ближнюю окрестность струи $\bar{y}_i < 2$, и область $\bar{y}_i > 2$ при x > 0.

Коэффициент корреляции вблизи границы струи на расстояниях $\bar{y}_{j} < 2$ определяется переносом вихрей в слое смешения. Продольный коэффициент корреляции R'_{x} между различными точками вдоль линий, параллельных границе струи, при $\bar{y}_{j} < 2$ можно определить по экспериментальным данным (рис.1.9). На рисунке Sh = $\int d_{a}/a_{\infty}$; $(\Delta x/\lambda)(a_{\infty}/u_{\kappa}) = (\Delta x/d_{a})Sh(a_{\infty}/u_{\kappa})$, где λ – длина акустической волны.



На расстояниях $y_1/d_a > 2$ (y_1 – расстояние от границы струи) корреляция в основном определяется акустикой, т.е. характерная скорость распространения возмущений равна скорости звука в окружающей среде a_{∞} . В этом случае сдвиг фаз между двумя точками, расположенными на луче, параллельном оси струи, может быть приближенно определен по формуле $\Delta \psi = 2\pi (\Delta x_1/\lambda) \cos \theta_1$ (θ_1 – угол между осью струи и лучом, соединяющим основной источник звука с областью, в которой опре-



	-	-
n	0	. 2

Обозначение	0	Ø	۵	Δ	
2∆ ÿ	1,14	2,3	3,32	4,16	5,6

деляется коэффициент корреляции; $\Delta x_1 -$ расстояние между точками изме рения). Продольный коэффициент корреляции при этом $R'_x = A(\Delta x_1/\lambda)\cos\Delta\psi$. Коэффициент корреляции $R'_x = 0$ при $\Delta\psi = \pi/2$, т.е. при $\Delta x/\lambda_1 = 0.25\cos\theta_1$. При этом акустическое поле можно разделить на две характерные зоны: зону *A*, в которой $\theta_1 < 40^\circ$, $\Delta x_1/\lambda = 0.2...0,4$, и зону *B*, в которой $40^\circ \le \theta_1 \le 90^\circ$, $\Delta x_1/\lambda > 1.2$. Как показывают экспериментальные данные, при $\theta_1 = 25^\circ$ (зона *A*) $R'_x = 0$ при $\Delta x_1/\lambda = 0.28$, а при $\theta = 80^\circ$ (зона *B*) $R'_x = 0$ при $\Delta x_1/\lambda = 1.4$. Для точек, расположенных на радиальном луче Оу на расстоянии Δy друг от друга (рис.1.10), коэффициент корреляции определяется сдвитом фаз $\Delta \psi = 2\pi (l_2 - l_1)/\lambda$, где l_1 и l_2 – расстояние от источника звука до точек 1 и 2. Положение источника звука соответствующей частоты в струе относительно среза сопла может быть определено по формуле (1.41). Для частот Sh = 0,1...0,3 источники звука расположены в районе $x \approx 10$, и в этом случае сдвит фаз в радиальном направлении составляет $\Delta \psi = 2\pi (\Delta y/\lambda)$. При использовании параметра $\Delta y/\lambda$ в качестве определяющего (см. рис.1.10) все данные при Sh = 0,07...0,7 удовлетворительно согласуются.

I.5. ДИСКРЕТНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ В СПЕКТРАХ АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

В спектрах акустического шума сверхзвуковых струй при определенных значениях параметров M_a , n, T_0/T_∞ и др. наблюдаются дискретные составляющие. Такие составляющие, как правило, возникают при нерасчетных режимах ($n \neq 0$) истечения струй из сопел. Однако даже на этих режимах возбуждение дискретного тона происходит не всегда. На его возникновение влияет много разных факторов: внешний поток, температура струи, наличие твердых тел вблизи сопла, конденсированная фаза в струе и окружающей среде и т.д. Дискретные составляющие более устойчиво реализуются при истечении холодных струй, однако могут существовать и при очень высоких температурах ($T_n \geq 3000$ K).

Уровень дискретной составляющей может существенно превышать спектральные уровни сплошной составляющей. При некоторых условиях дискретная составляющая вносит основной вклад в суммарный уровень шума. Наличие дискретных составляющих отмечают при истечении струй как из осесимметричного круглого сопла, так и из плоских, кольцевых и тарельчатых сопел, а также из многосопловых компоновок.

1.5.1. ОДИНОЧНЫЕ СТРУИ

Во многих случаях в спектрах акустического шума наблюдается не одна (с соответствующими кратными компонентами), а несколько дискретных составляющих, соответствующих различным модам колебаний. Для струй с $M_a = 1$ отмечается около 5 мод колебаний. Возбуждение той или иной моды колебаний и соответственно той или иной частоты дискретной составляющей существенно зависит от степени нерасчетности *n*, а также от наличия и положения твердых тел (экрана) вблизи выходного сечения сопла. Для сопла с $M_a = 1$ было обнаружено, что при осевом удалении экрана на участке (0...6) d_a от выходного сечения сопла происходило около 15 переходов между различными модами A, B, C. Оптические измерсния показали, что возбуждение мод тесно связано с числом ячеек в струе. При колебаниях на моде B в струе четко наблюдается 5 ячеек, на моде C - 8 ячеек, а на моде A – около 11 ячеек. При уменьшении степени нерасчетности n частоты всех дискретных составляющих монотонню увеличиваются, однако их уровни в зависимости от n изменяются более сложно. Поэтому во многих случаях изменение частоты доминирующего тона имеет скачкообразный характер. При спектральном анализе длинных реализаций, когда время осреднения велико, в спектрах наблюдается несколько дискретных тонов. Однако более детальные исследования показали, что в каждый небольшой промежуток времени в акустическом шуме содержится лишь одна дискретная составляющая. За время одного опыта переход от одной моды к другой может происходить много раз.

Высокоскоростная киносъемка сверхзвуковой осесимметричной струи показала, что на режимах излучения дискретной составляющей колебания струи носят изгибный характер. При этом амплитуда колебаний нарастает по мере удаления от сопла. Было обнаружено, что колебания струи линейно "поляризованы". Однако положение плоскости поляризации не остается постоянным, а меняется по времени случайным образом. Характерное время вращения плоскости поляризации существенно больше периода колебания струи. Изгибный характер колебаний струи приводит к тому, что при генерации дискретного тона акустические волны, распространяющиеся по противоположным сторонам струи, находятся в противофазе. Об асимметричном характере дискретного акустического излучения сверхзвуковой осесимметричной струи свидетельствуют также результаты измерения коэффициента корреляции между пульсациями давления в диаметрально противоположных относительно струи точках акустического поля. Эти измерения на частоте дискретного тона дают значение, близкое к минус единице. Максимальные уровни дискретного тока соответствуют колебаниям струи в плоскости, проходящей через микрофон и ось сопла. Если колебания струи возникают в направлении, перпендикулярном этой плоскости, то уровень дискретной составляющей становится на 10 дБ ниже.

Природа образования дискретной составляющей связана с передачей акустических возмущений по внешней окружающей среде в направлении, противоположном направлению движения потока в струе. Наличие этой обратной связи, с помощью которой акустические возмущения передаются от дальних участков струи к участкам вблизи выхода из сопла, приводит к усилению возмущений стационарного течения струи. В итоге на некотором удалении от выхода из сопла стационарное течение в струе теряет устойчивость и для внешней среды эта зона сильных колебаний становится мощным источником дискретных составляющих в спектре акустического шума.

Частота дискретной составляющей

В соответствии с гипотезой Пауэлла период колебания дискретной составляющей равняется времени прохождения акустического возмущения по цепи обратной связи, т.е. $t_n = t_{\infty} + t_{\kappa}$, где $t_{\infty} = \frac{l}{a_{\infty} - u_{\infty}}$ – время прохождения акустического возмущения по внешней среде; $t_{\kappa} = l/u_{\kappa}$ – время прохождения возмущения по струе; u_{∞} – скорость спутного потока (скорость движения летательного аппарата); u_{κ} – скорость звука в окружающей среде; l – расстояние между источником излучения и основанием струи. Из приведенных выше соотношений при $u_{\kappa} = 0.8 u_{j}$ следует, что частота дискретной составляющей

$$f_{\rm m} \approx \frac{0.8u_{\rm j}(a_{\rm m} - u_{\rm m})}{l(0.8u_{\rm j} + a_{\rm m} - u_{\rm m})'}$$
(1.42)

где u_j – скорость струи, образованной при изоэнтропическом расширении газа от полного давления перед соплом p_0 до давления в окружающей среде p_{∞} . Из этой формулы следует, что частота дискретной составляющей f_{α} увеличивается при возрастании скорости струи u_j и скорости звука a_{∞} в окружающей среде, а внешний поток снижает эту частоту.

Акустические возмущения, которые движутся по струе, в основном отражаются от концов "ячеек" струи. Поэтому расстояние l пропорционально длине ячейки l_{δ} . При увеличении числа Маха струи M_j длина l_{δ} увеличения числа Маха струи M_j длина l_{δ} увеличения с этим, как следует из формулы (1.42), частота f_{a} с возрастанием числа M_j уменьшается. Экспериментальные данные это подтверждают. Однако при $M_j \leq 1,3$ может наблюдаться обратная зависимость: с увеличением M_j частота возрастает. Экспериментальные результаты по исследованию влияния температуры торможения струи $T_{0\kappa}$ (т.е. скорости истечения u_j) на частоту дискретной составляющей показаны на рис.1.11. Видно, что при увеличении $T_{0\kappa}$ частота $f_{\rm A}$ монотонию увеличивается. Причем наиболее интенсивный рост отмечается для струй с небольшим M_j для которых время t_{κ} [см. формулу (1.42)] составляет значительную часть всего периода. Следует заметить, что при $T_{0\kappa} \to \infty$ частота $f_{\rm A}$ стремится не к бесконечности, а к некоторому пределу $f = 1/t_{\infty}$. Экспериментальные данные, как видно на рис. 1.11, удовлетворительно коррелируют с расчетами по формуле (1.42).

Экспериментальные данные по влиянию скорости u_{∞}^{i} внешнего потока на дискретную составляющую изображены на рис.1.12. Видно, что в соответствии с формулой (1.42) частота дискретного тона f_{d} при увеличении числа M_{∞} монотонно уменьшается.

Рассмотрим результаты экспериментов по исследованию влияния скорости звука a_{∞} в окружающей среде на частоту f_{n} . Скорость звука a_{∞} изменялась с помощью создания гелиевой завесы вокруг струи. Было установлено, что создание вокруг сверхзвуковой струи завесы приводит к возрастанию частоты f_{n} дискретного тона. В тех случаях, когда окружающая среда была полностью гелиевой, полученные данные по увеличению f_{n} согласуются с расчетными оценками по формуле (1.42).

Частота колебаний определяется характерным размером излучающего объема. При обобщении данных по частоте дискретной составляющей в качестве характерного размера принимается либо длина "бочки" l_{δ} , либо диаметр струн d_{j} , образующейся при изоэнтропическом расширении потока от $p_{0\kappa}$ до p_{∞} . Анализ показывает, что использование l_{δ} в качестве характерного размера обеспечивает удовлетворительное обобщение экспериментальных данных по f_{d} для одиночных осесимметричных сверхзвуковых струй. Однако использование диаметра d_{j} позволяет получить более полное обобщение, включающее данные для кольцевых и тарельчатых сопел и даже данные для многосопловых компоновок. Исходя из формулы (1.42) можно показать, что для числа Струхаля Sh = fd_{a}/a_{∞}

46



$$Sh = k Sh^{\bullet},$$

где k_{τ} – поправочный коэффициент; \mathbf{Sh}^{\bullet} – число Струхаля для холодной воздушной струи, истекающей со скоростью, соответствующей числу M_{j} , в неподвижную воздушную среду ($M_{\infty} = 0$). Число \mathbf{Sh}^{\bullet} и коэффициент k_{τ} являются функциями числа M_{j}

$$k_{\tau} = \frac{a_{0j}}{a_{1}} \frac{\left[0.8M_{j}\sqrt{\tau(M_{j})} + \infty\right](1 - M_{\infty})}{\left(a_{0j}/a_{\infty}\right) + (1 - M_{\infty})}$$
(1.43)

где $\tau(M_j) = T_j / T_0 - газодинамическая функция температуры; <math>a_{0j} - c_{0j}$



Р и с. 1.12. Влияние числа Маха на частоту дискретной составляющей: $O - M_a = 3; \Delta - M_a = 3.2; f_{d0}$ – частота дискретного тона при $M_{oo} = 0;$ 1 и 2 – расчетные зависимости соответственно по формулам (1.42) и (1.60)



Рис. 1.13. Обобщенная зависимость для частогы дискретной составляющей:

() — колодные осесниметричные струн (M_{a} = 1,5...4,1); \triangle — сопла кольцевые, тарельчатые и многосопловые компоновки; \bullet — нагретые струи; \Box — осесниметричные струн при внешнем потоке (M_{∞} = 0,2... 0,7); — — расчет по формуле (1.59)

скорость звука в струе при температуре, равной температуре торможения T_{0k} . Коэффициент k_{T} учитывает влияние на $f_{II} u_{j}$, M_{∞} и a_{∞} . Очевидно, что для холодных воздушных струй без спутного потока k = 1. На рис. 1.13 представлены обработанные в обобщенных координатах Sh и M, многочисленные экспериментальные данные по частотам f_, полученные на одиночных осесимметричных струях, а также при истечении струй из плоских, по форме близких к квадратным, кольцевых и тарельчатых сопел многосопловых компоновок. Здесь собраны данные при различных И значениях чисел Маха на срезе сопла М_д = 1...4, отношений температур $T_{0}/T_{\infty} = 1...12$, чисел $M_{\infty} = 0...0,8$ и степени нерасчетности *п*. Для многоструйных систем приведены данные только по компоновкам с тесным расположением сопел (для неплотных компоновок см. раздел 1.5.2). При этом в качестве характерного размера, так же как и для плоских, кольцевых и тарельчатых сопел, взят диаметр d. эквивалентной одиночной струи с расходом, равным расходу газа, протекающего через компоновки. На рис. 1.13 видно, что все известные все сопла экспериментальные данные по f в координатах Sh, M, в первом приближении удовлетворительно согласуются друг с другом. Некоторый разброс в экспериментальных данных объясняется как ошибками в измерениях f, так и тем, что при принятой обработке не все факторы, влияющие на f, были учтены. Так, выше отмечалось, что в спектрах шума сверхзвуковых струй часто наблюдаются две, а иногда и более чем две близко расположенные по частотам дискретные составляющие, и разница между их частотами 10...20 %. На рис.1.13 собраны данные по f только для мод с масимальным уровнем. Поскольку в некоторых

случаях две составляющие имеют близкие уровни, то это обстоятельство. по-видимому, является основной причиной разброса экспериментальных данных. Кроме этого, источниками разброса являются также следующие не учтенные при анализе факторы: угол раскрытия сопла, степень нерасчетности л и наличие вблизи струи твердых поверхностей. Влияние твердых поверхностей на частоту дискретного тона достаточно подробно было исследовано в работах, в которых опыты проводились с дисковыми щитками (отражателями) разных относительных диаметров d /d_. Щитки надевались на сопло и устанавливались перпендикулярно оси струи, при этом внутренний диаметр d, щитка равнялся внешнему диаметру сопла. Эксперименты показали, что осевое перемещение (увеличение h) щитка постоянного размера изменяет частоту дискретной составляющей на ~ 10 %. С ростом h частота изменяется пилообразно, имея максимальное значение при $h = k\lambda_{a}/2$ и минимальное – при $h = \lambda_{a}/4 + k\lambda_{a}/2$, где λ_{a} длина акустической волны соответствующей частоты f_n; k = 1, 2, 3... . Изменение размера щитка при h = const влияет на частоту дискретного тона в преде-

лах 5...6 %.

Для струй, истекающих из сопел с прямоугольным выходным сечением с большим отношением сторон $a/b \ge 3$ графиком, приведенным на рис.1.13, пользоваться нельзя. Для таких струй характерным размером является меньшая сторона прямоугольника *в*. Поэтому для плоских струй с $a/b \ge 3$ дискретный тон реализуется на более высоких частотах, чем это следует из обобщенной зависимости, показанной на рис.1.13.

Уровень дискретной составляющей

В отличие от частоты f_{a} интенсивность дискретной составляющей L_{a} зависит от значительно большего числа параметров. На уровень дискретной составляющей оказывают существенное влияние степень нерасчетности n, число M_{∞} и такие трудно учитываемые факторы, как толщина кромки сопла, наличие или отсутствие экранов вблизи среза сопла, степень влажности воздуха (газа) в струе и в окружающей среде. Кроме того, интенсивность дискретной составляющей зависит от расположения точки измерения в пространстве. В связи с сильным влиянием различных факторов на дискретную составляющую в настоящее время отсутствуют методы количественной оценки ее уровня. Экспериментальные данные дают предс-



тавление только о качественнюм влиянии тех или иных параметров на уровень дискретной составляющей L.

На рис.1.14 для иллюстрации приведены типичные результаты измерения уровня дискретного тона в ближнем акустическом поле. При удалении от плоскости среза сопла по течению максимальные уровни дискретных составляющих увеличиваются вплоть до $x/d_a = 8...10$. Но при дальнейшем удалении $x/d_a > 8...10$ дискретные составляющие пропадают и по крайней мере в ближнем акустическом поле не наблюдаются. Следует заметить, что скорость возрастания L_a по x значительно меньше, чем соответствующая скорость возрастания уровня сплошной составляющей $L_{1\Gammau}$.

В далынем акустическом поле дискретная составляющая имеет совершенно другой характер направленности, чем сплошная составляющая. Максимум суммарного шума направлен под углом $\theta = 30^{\circ}$ (за начало отсчета принято направление истечения струи), максимум основного тона – под углом $\theta = 150^{\circ}$; максимум первой гармоники – под углом $\theta = 90^{\circ}$. Таким образом, акустические волны, связанные с дискретным тоном, в основном распространяются в сторону сопла ($\theta = 140...160^{\circ}$).

Влияние степени нерасчетности

Степень нерасчетности *п* является наиболее важным параметром для уровня дискретной составляющей L_{a} . Для сопел с полууглом расширения $\theta_{a} < 15^{\circ}$, которые обычно используются на практике, дискретная составляющая в акустическом шуме при $n \approx 1$, (когда скачки нерасчетности слабые), как правило, не реализуется. В отличие от этого у сопел с θ_{a} > 15° интенсивные скачки существуют и при n = 1. Поэтому для таких сопел дискретные составляющие образуются даже при n = 1 [8]. Для профилированных и конических сопел с $\theta_{a} < 15^{\circ}$ при отклонении *n* в любую

сторону от единицы начиная с некоторого момента появляется дискретная составляющая. Как при увеличении, так и при уменьшении *n* относительно n = 1 уровень L_n сначала возрастает, затем, достигнув максимума, начинает уменьшаться. При n < 1 для сопел с $M_a < 3$ дискретная составляющая обычно достигает максимальной интенсивности при значениях $n = n_n$, при которых скачки начинают входить внутрь сопла. Дальнейшее уменьшение *n* сопровождается ослаблением дискретной составляющей, и, наконец, с некоторого значения *n* она вообще исчезает. Однако следует заметить, что для сопел с $M_a > 3$ в определенном диапазоне изменения *n*, когда в сопле возникает отрыв, в спектрах акустического шума дискретная составляющая может отсутствовать. Однако при очень малых значения *n* она может вновь возникнуть.

Механизм образования дискретной составляющей связан с наличием скачков уплотнения в струе. При увеличении интенсивности этих скачков уровень дискретной составляющей L_{a} возрастает. Интенсивность скачков уплотнения при n<1 достаточно полно характеризуется параметром $\frac{\Delta p}{q_{a}} = p - p$

= $\frac{p_{\infty} - p_a}{q_a}$. Анализ экспериментальных данных по уровням L_a дискретной

составляющей для холодных воздушных струй при их безотрывном истечении и при отсутствии экранов вблизи сопел показывает, что для струй с $M_a = 3...4$ при n < 1 в плоскости среза сопла в точках, удаленных от оси на расстояние $r = (2...3) d_a$, зависимость L_a от $\Delta p/q_a$ описывается соотношением

$$L_{a} = 1.18 + 6 \left[\frac{\Delta p}{0.15q_{a}} - 1 \right] + 0.5 \left[\left[\frac{\Delta p}{0.15q_{a}} \right]^{2} - 1 \right], \qquad (1.44)$$

которое дает общее представление об уровнях дискретных составляющих при истечении холодных воздушных струй из сопел с $M_a = 3...4$. Так, при малых значениях параметра $(p_{\infty} - p_a)/q_a \approx 0.2...0.35$ $L_a = 115...$...130 дБ, а при больших значениях этого параметра $L_a = 130...140$ дБ. Влияние температиры торможения, скорости полета

При увеличении температуры торможения T_0 происходит рост спектральных уровней сплошной составляющей; при этом разность $L_n - L_{1\Gamma_0}$

соответственно уменьшается. Поэтому при увеличении Т, дискретная составляющая в спектрах шума вылеляется менее четко, чем в спектрах холодных струй. Во многих случаях с ростом T_{0*} уменьшается не только относительная $L_n - L_{1\Gamma_n}$, но и абсолютная величина дискретной составляющей. Этот факт физически объясняется тем, что под действием сил вязкости горячие струи размываются значительно быстрее, чем холодные. Поэтому у горячих струй длина участка с ячеистой структурой, который излучает дискретную составляющую, короче, чем у холодных. Это и приводит к снижению уровня І. Экспериментальные данные это, как правило, подтверждают. Однако в некоторых случаях уровень L сохраняется практически постоянным вплють до $T_{0}/T_{\infty} = 6,0$. Следует отметить, что изменение параметра $T_{0.}/T_{\infty}$ иногда осуществляется с помощью сжигания топлива в ресивере перед соплом. При этом образуется водяной пар, который при расширении в сопле конденсируется. В результате образуется двухфазная среда, снижающая уровень дискретной составляющей. Поэтому при оценках уровня дискретного тона для нагретых струй этот момент необходимо учитывать. Следует отметить, что параметр $T_{0\nu}/T_{\infty}$ влияет на уровень дискретной составляющей по-разному в зависимости от расположения в пространстве точки измерения. Так, в левой полуплоскости (от среза x < 0) уровень дискретного тона с возрастанием T_{0x}/T_{∞} убывает, а в правой (вниз по потоку) - возрастает. Такое поведение уровня дискретного тона в ближнем поле с ростом T_{0x}/T_{∞} объясняется изменением диаграммы направленности.

Скорость полета существенно влияет на L_{A} . По мере приближения числа Maxa полета к единице ($M_{\infty} \rightarrow 1$) уровень дискретной составляющей $L_{A} \rightarrow 0$. Это связано с тем, что при $M_{\infty} \approx 1$ акустические возмущения, излучаемые струей, не в состоянии достигнуть основания струи, в результате чего происходит разрыв обратной акустической связи. В действительности за счет образования местных сверхзвуковых зон вблизи дна летательного аппарата обратная акустическая связь нарушается уже при $M_{\infty} \approx 0,7...0,8$. Поэтому при $M_{\infty} \approx 0,7...0,8$ дискретные составляющие в спектрах акустического шума, как правило, отсутствуют. При увеличении числа M_{∞} в диапазоне 0 < $M_{\infty} < 0,8$ уровень дискретной составляющей из-

меняется по-разному. Так, в одних случаях уровень дискретного тона вначале при увеличении числа M_{∞} сохраняется почти постоянным, а в других – в начале сильно возрастает и только затем снижается. Следует отметить, что наличие в струе воды (в жидкой фазе) повышает скорость поглощения акустической энергии и, как правило, снижает уровень дискретной составляющей. На уровень дискретной составляющей существенное влияние оказывает также влажность окружающей среды. Так, чтобы практически полностью подавить дискретную составляющую, иногда достаточно в зону, расположенную вблизи струи, подвести несколько (1...15) процентов (по отношению к суммарному расходу через сопло) конденсированной фазы.

Влияние экранов, щитков и толщины кромок сопла

Экспериментальные исследования показывают, что наличие твердых поверхностей вблизи струи существенно влияет на уровень дискретной составляющей. Проиллюстрируем это данными, полученными со щитками. Дисковый щиток с отверстием (отражатель с внешним диаметром d и внутренним d_2 , $d_{\mu}/d_a > 5$) размещался у среза сопла. Он надевался на сопло и устанавливался перпендикулярно оси струи. При этом внутренний диаметр d, щитка равнялся внешнему диаметру сопла d, (рис.1.15). Осевое перемещение щитка изменяет уровни дискретной составляющей вблизи среза сопла (рис.1.16). Зависимость L_{a} от h/λ_{a} меняется волнообразно с периодом, равным приближенно 0,5, максимумы сдвинуты относительно друг друга на расстояние 0,5k (л – длина акустической волны, соответствующей частоте f_n ; k = 1, 2, 3...). Для объяснения этого явления рассмотрим акустическое поле в районе среза сопла. Складывая акустические колебания от источников звука струи, распространяющихся во внешней среде к щитку, получим акустическую волну $s = A\cos(2\pi f_t +$ + φ_1). Набегающая и отразившаяся от щитка акустические волны образуют стоячую волну, причем у среза сопла $A_1^2 = 2A^2 + 2A^2 \cos(2k_h)$, где $k_h = 2A^2 \cos(2k_h)$, г = $2\pi/\lambda_n$ – волновое число. При $h = \lambda_n/4 + k\lambda_n/2$ амплитуда $A_1 = 0$, и обратная связь между акустическими источниками и началом струи прерывается, что приводит к исчезновению дискретного тона или к значительному его уменьшению. Максимальное значение уровня пульсаций давления L определяется соотношением $h = = k\lambda /2$.



Рис. 1.15. Зависимости $L_{\underline{n}}$, $f_{\underline{n}}$ и \overline{p} от r° :

Обозначение	Δ	0	×		•
Параметр	p	p	L	f __	L _д
Ma	2,75		1,6		
n	0,5		1,45		
ħ	0	0,62			0
Примечание	$\overline{x}_{T} = 28$	$\overline{x} = 20$	$\overline{x} = 0$ $\overline{y} = 5$	$\overline{x} = 0$ $\overline{y} = 5$	$\overline{x} = 0$ $\overline{y} = 5$

Исследование акустической интерференционной картины дискретной составляющей вблизи струи, у среза сопла которой перпендикулярно оси установлен дисковый щиток, было проведено при помощи микрофона, который в ходе экспериментов перемещался вблизи струи. Результаты исследований показали, что вдоль границы струи располагаются линии максимальных и минимальных уровней дискретной составляющей, смещенные относительно друг друга на $k\lambda_{d}/4$. Поверхность отражателя совпадает с линией размещения максимальных значений L_{d} , затем на расстоянии $\lambda_{d}/4$ располагается линия минимумов L_{d} , затем снова линия максимумов и т.д. Смещение щитка-отражателя меняет расположение линий максимумов и



Р и с. 1.16. Зависимости уровня дискретной составляющей во внешнем акустическом поле и полного давления в струе от перемещения щитка-отражателя ($M_a = 2$; $Re_d = 0,7\cdot 10^6$; n = 0,64): координаты микрофона $\overline{x} = 0$; $\overline{y} = 2$: координаты трубки Пито $\overline{x}_{T} = 4,5$; $\overline{y}_{T} = 0$; $x - L_a$; $O_{T} = \overline{p}$

минимумов относительно среза сопла. При этом щиток можно установить таким образом, чтобы на срез сопла попадала линия максимума или линия минимума уровней дискретного тона.

Наблюдается последовательное увеличение и уменьшение уровня L_{a} при увеличении \bar{x} до некоторого значения \bar{x}_{0} , которое определяется, как показали эксперименты, параметрами M_{a} , n и положением отражателя $\bar{h} = \frac{1}{a}$. При $\bar{x} > \bar{x}_{0}$ интерференционная картина вдоль струи не возникает, что указывает на отсутствие источников дискретного тона в струе на этих расстояниях. Было также установлено, что с возрастанием относительного размера щитка $r^{0} = (R_{1} - h)/\lambda_{a}$ уровень дискретного тона L_{a} увеличивается (см. рис 1.16), достигая максимума при $r^{0} \approx 0.5$, а затем снижается при $r^{0} = 0.8...1$ (R_{1} – расстояние от среза сопла до кромки щитка). Это можно объяснить дифракцией акустической волны на препятствии (щитке-отражателе). Предполагая, что уровень звукового давления перед щитком (на срезе сопла) зависит от числа зон Френеля на щитке, получим характерный размер:



Рис. 1.17. Фазовая картина (
$$M_a = 2$$
;
 $Re_d = 0,7\cdot 10^6$; $n = 0,64$; $\overline{h} = 0,69$):
 $\bigcirc -\varphi = 2k\pi$, $x = \varphi = (\pi + 2k\pi)$,
 $\bullet = \varphi = (\pi/2 + 2k\pi)$
 $R = h + k\lambda/2$. (1.45)

При этом нечетным значениям k будут соответствовать максимальные уровни звукового давления на срезе сопла, а четным – минимальные. Размер щитка

при этом соответствует $r^0 = k/2$. Укажем также, что для щитков-отражателей небольшого размера ($r^0 < 1$) результаты экспериментов по интерференционной картине дискретной составляющей аналогичны результатам, полученным для щитков большого размера. При этом уровень дискретной составляющей наибольший, если на срез сопла попадает линия максимума уровней дискретной составляющей, и наименьший, если туда приходит линия минимума. Для плоских щитковотражателей различных размеров максимальный и минимальный уровни дискретной составляющей возникают при следующих положениях щиткаотражателя:

$$h = k\lambda_{n}/2; \ h = \lambda_{n}/4 + k\lambda_{n}/2.$$
 (1.46)

Для исследования фазовой картины дискретной составляющей в ближнем акустическом поле струи использовались два микрофона. Один микрофон закреплялся, а другой перемещался таким образом, чтобы оба микрофона и ось струи лежали в одной плоскости. На рис.1.17 помещены линии причем разности фаз для акустических колебаний, равных фаз. приходящихся на неподвижный (его координаты x = 0, y = 2,6) и подвижный микрофоны, были равны 2kn, л + 2kn, л/2 + kn.Эксперименты показывают, что фазовая картина зависит от размера отражателя. При отражателе малюго размера (r = 0,08) линии равных фаз – монотонно растушие однозначные функции $\bar{x} = \varphi(\bar{y})$. При большем размере отражателя $(r^0 = 0,52;$ рис.1.17) линии равных фаз – двухзначные функции x = $= \varphi(u)$, причем при $\overline{x} < 2,5$ эти функции монотонно возрастают, а при x > 2,5 монотонно убывают. Линия A-A (см. рис.1.17), проведенная через точки, в которых кривые меняют свое направление, параллельна плюскости щитка и отстоит от него на расстоянии $l_1^0 = l_1/d_a = 3,75$, являясь линией симметрии фазовой картины. Если увеличить размер отражателя до $r^0 = 1,4$, то фазовая картина качественно сохраняется, но линия *А*-*А* приближается к поверхности щитка $l_1^0 = 1,85$. По-видимому, при $r^0 \rightarrow \infty$ имеет место $l_1^0 \rightarrow 0$ и линия симметрии сольется с поверхностью щитка.

Внешняя поверхность сопла при ее значительном размере представляет собой щиток-отражатель и может оказывать влияние на дискретный тон в спектре шума струи. Различные экраны, установленные вблизи сопла под разными углами, тоже воздействуют на дискретный тон.

1.5.2. ДИСКРЕТНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ В СПЕКТРЕ ШУМА СИСТЕМЫ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

При истечении системы из N параллельных струй в спектре шума могут также присутствовать дискретные составляющие. На характеристики этих составляющих существенное влияние оказывает относительный разнос струй $\Delta x/d_j$, где Δx – расстояние между осями смежных струй (рис.1.18). При больших разносах ($\Delta x/d_j > 5$) все струи излучают дискретный тон (если он имеется) независимо друг от друга. Поэтому при $\Delta x/d_j > 5$ в случае N одинаковых струй уровень дискретной составляющей $L_{a} = L_{a1} + 201 \text{gN}N$, а частота $f_{a} = f_{a1}$ (здесь f_{a} и L_{a1} – частота и уровень дискретного тона одиночной струи).

При сближении струй в диапазоне $\Delta x < 5d_j$ частота уменьшается (до 20 %), а уровень из-за резонансного взаимодействия возрастает. Изменение $f_{_{\mathcal{R}}}$ в зависимости от изменения $\Delta x/d_j$ для системы N струй, расположенных по кольцу, изображено на рис.1.18. Уровень дискретной составляющей $L_{_{\mathcal{R}}}$ при $\Delta x < 5d_j$ может быть определен по эмпирической формуле

 $L_{A} = L_{A1} + 20 I g \sqrt{N} + L_{\bullet},$

где L_{\bullet} – дополнительное приращение, обусловленное акустическим резонансным взаимодействием струй. График зависимости L_{\bullet} от $\Delta x/d_{j}$, построенный на основании экспериментальных данных, изображен на рис.1.18. Видно, что за счет акустического взаимодействия уровень дискретной составляющей при $\Delta x/d_{j} \approx 2...4$ может возрасти на 10... 18 дБ.

При достаточно близком расположении сопел ($\Delta x/d_{i} \approx 2$) структура



одиночных струй сильно разрушается. Поэтому в этом случае система струй перестает излучать дискретную составляющую шума. Однако дальнейшее сближение сопел приводит к тому, что объединение струй практически начинается вблизи среза сопла. В результате при очень малых значениях $\Delta x/d_j$ может возникнуть новая дискретная составляющая, соответствующая этой слившейся одиночной струе.

На основании экспериментальных данных для многосопловых компоновок с равномерным кольцевым расположением сопел были приближению определены диапазоны разноса Δx , в которых дискретная составляющая не возникает. Так, для системы из двух струй дискретный тон не возникает при $\Delta x/d_j = 1...1,3$; для системы из трех струй – при $\Delta x/d_j = 1,2...$... 1,9; для системы из пяти струй – при $\Delta x/d_j = 1,4...2,6$.

В тех случаях, когда струи излучают дискретный тон на разных частотах, эффект резонансного усиления дискретных составляющих становится более слабым. Были проведены исследования дискретных составляющих в спектре шума двух струй, истекающих из сопел с различными площадями критического сечения, т.е. из сопел, рассчитанных на разные числа M_a. Пусть каждая из струй излучает дискретную составляющую на своей собственной частоте: одна струя на частоте $f_{\rm I}$ с уровнем $L_{\rm II}$, а другая – на частоте $f_{\rm II}$ с уровнем $L_{\rm II}$. Измерения показали, что при одновременной работе таких сопел, расположенных на расстоянии $\Delta x = (2,5...3,0) d_{J}$, в спектре шума наблюдаются дискретные составляющие на обеих частотах $f_{\rm I}$ и $f_{\rm II}$. Как правило, эти составляющие имеют разные уровни. При этом уровень одной из составляющих может быть близок к уровню соответствующей составляющей одиночной изолированной струи, а уровень другой составляющий – существенно выше. Было замечено, что уровни этих составляющих нестабильны. Так, в течение одного опыта уровень одной из них может возрасти, а другой – уменьшиться и наоборот. По мере возрастания разности частот Δf наблюдается уменьшение уровней дискретных составляющих. При $\Delta f/f_0 \ge 0,15$ эффект резонансного

усиления практически не проявляется.

На характеристики дискретных составляющих системы струй существенное влияние оказывает взаимный угол наклона осей струй. Опыты по исследованию наклона осей струй для двух- и четырехсопловых компоновок показали, что при небольшом расхождении струй уровень дискретной составляющей увеличивается, а при взаимном схождении – наоборот, уменьшается. Так, например, для двух струй при наклоне их осей друг к другу на угол 16° уровень дискретной составляющей снижается по сравнению с параллельным истечением более чем в 5 раз.

1.5.3. СПОСОБЫ ПОДАВЛЕНИЯ ДИСКРЕТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

Известные способы подавления дискретной составляющей основаны на прерывании или ослаблении внешней либо внутренней цепи обратной акустической связи. Так, внешняя цепь может быть разрушена путем установки на некотором удалении от среза сопла экрана с отверстием для пропускания струи. В этом случае звуковые волны не достигают участка струи вблизи сопла, и дискретный тон не возбуждается. Однако на практике такой способ может быть использован лишь в стендовых условиях. Для прерывания внешней цепи более приемлемы: способ шитков, создание водяной завесы и способы, основанные на изменении импеданса днища.

Способ щитков состоит в том, что на срезе сопла устанавливаются щитки (створки), параллельные оси струи. Эти щитки экранируют участок струи выходного сечения сопла и тем самым ослабляют обратную акустическую связь. Этот способ при достаточно длинных щитках $l_{\rm m} \approx (2...2,5) d_{\pi}$ позволяет заметно снизить уровень дискретного тона.

Способ водяной завесы заключается в том, что вблизи струи создается мелкодисперсная водяная завеса. Звуковые волны, распространяясь через эту завесу, частично поглощаются водяными каплями. В результате перенос акустической энергии по внешней цепи обратной связи снижается. Эксперименты показывают, что для существенного снижения уровня дискретной составляющей необходимо впрыскивать воду в количестве 2...4 % от расхода газа в струях.

Путем изменения импеданса днища уровень дискретного тона может быть снижен либо в результате изменения фазы отраженной от днища звуковой волны, либо в результате поглощения части падающей на днище звуковой энергии. Фаза отраженной волны может быть изменена за счет изменения выноса сопел. Так, при увеличении выноса сопел на 0,25 длины дискретного тона падающая и отраженная волны приходят к плоскости среза сопла в противофазе и частично взаимопоглощаются. В результате интенсивность действующего на основание струи акустического возмущения снижается и уровень дискретного тона становится меньше. Однако поскольку по конструктивным соображениям не всегда возможно так сильно увеличивать вынос сопел, то для изменения фазы более приемлемым является размещение на днище акустического шума в районе среза сопла показали, что при размещении на днище звукопоглотителя (поролона) происходит существенное снижение уровня дискретного тона.

Помимо описанных выше способов по снижению L_{A} известны также несколько других методов, основанных на воздействии на внутреннюю цепь обратной акустической связи. Поскольку излучение дискретного тона обусловлено "бочкообразной" структурой сверхзвуковой струи, то разрушение этой структуры позволяет подавить этот тон. Для разрушения бочкообразной структуры могут быть использованы разные средства: ввод в струю металлического стержня (или другого твердого тела), создание небольших вырезов в стенках сопла вблизи его выходного сечения, подача вторичной струи газа (воды) на начальный участок основной струи. На внутреннюю цепь обратной акустической связи можно воздействовать также путем подачи воды внутрь струи. Если температура газа в струе не очень велика, то при впрыске воды внутри струи образуется двухфазная смесь. Наличие такой смеси приводит к частичному поглощению акустических возмущений внутри струи и, как следствие, – к снижению уровня дискретной составляющей.

60

1.6. ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА СТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ В СТРУЕ

Эксперименты показывают, что лискретная составляющая, возникающая затопленной сверхзвуковой струи. оказывает в спектое шума существенное влияние на средние параметры струи. В качестве примера укажем воздействие дискретной составляющей на относительное полное давление $\bar{p} = p'_0/p_{\infty}$, измеренное на оси сверхзвуковой струи при M_ = = 1,63; *n* = 0,67; *d*_n = 8 мм (рис.1.19). Интенсивность дискретного тона можно регулировать различными способами. В данном эксперименте уровень дискретного тона меняется от 146 до 158 дБ путем перемещения шитка-отражателя, установленного вблизи среза сопла. Видно, что изменение уровня L_{n} на 12 дБ не влияет на относительное давление p(x)в пределах начального участка струи ($\overline{x} < 3,5$), уменьшает длину начального участка и существенно уменьшает относительное давление р на основном участке.

Как было показано, перемещение щитка-отражателя, установленного у среза сопла, приводит к волнообразному изменению уровня дискретного тона. При этом полное давление \bar{p} на оси основного участка струи тоже меняется волнообразно, причем максимумам (минимумам) зависимости $L_{a} = L_{a}(h/\lambda_{a})$ соответствуют минимумы (максимумы) зависимости $\bar{p} = \bar{p}(h/\lambda_{a})$; $\bar{x}_{r} = x_{r}/d_{a}$ – координата точки измерения \bar{p} (см. рис.1.16). Увеличение



Р н с. 1.19. Распределение полного давления вдоль оси струи (M_a = = 1,63: n = 0,67: d_a = 8 мм): O_{-L_a} = 158 дБ; $x - L_a$ = 146 дБ

размера щитка также оказывает влияние на полное давление, так как изменяется уровень L_n (рис.1.15).

Под воздействием дискретной составляющей акустических колебаний возрастают коэффициенты турбулентного перемешивания в слое смещения сверхзвуковой струи. Толщина слоя смещения увеличивается, сокращая начальный участок и уменьшая скоростной напор на оси ее основного участка. При увеличении коэффициентов перемешивания происходит также дополнительное охлаждение высокотемпературных струй. Указанный выше механизм воздействия дискретного тона оказывает влияние на полное давление в струе, на распределение давления и температуры, на длину сверхзвукового участка, на число ячеек сверхзвуковой струи и на светимость факела высокотемпературной струи.

Влияние дискретной составляющей на средние параметры струи удобно характеризовать параметром $B = 1 - (p'_{01} - p_{\infty})/(p'_{02} - p_{\infty}) (p'_{01} - noлное давление, замеренное при <math>\bar{x}_{T} = x_{T0}$ трубкой Пито на оси основного участка струи, когда в спектре шума присутствует дискретная составляющая; p'_{02} – полное давление, замеренное при том же значении \bar{x}_{T0} , но при отсутствии дискретной составляющей). Параметр B характеризует степень изменения среднего полного давления в струе при воздействии на нее дискретного тона. Его значение при изменении степени нерасчетности n струи достигает двух максимальных значений, которые примерно соответствуют максимумам функции $L_{T0} = L_{A}(n)$. Если дискретная составляющая отсутствует, то B = 0.

Введем понятие дальнобойности струи l_0 , под которой будем понимать длину сверхзвукового участка струи. Результаты экспериментов показывают, что дальнобойность струи падает при увеличении уровня дискретной составляющей вблизи среза сопла. Для чисел $M_a = 1...2$, степени нерасчетности n = 0,64...3 и чисел $\text{Re} = \rho_a u d / \mu_a = 10^5...5 \cdot 10^6$ изменение относительной дальнобойности струи $\Delta \overline{l}_0 = \Delta l / l_c = (l_0 - l_0) / l_c$ под воздействием изменения уровня дискретной составляющей $\Delta L_a = L_{a1} - L_a$ можно описать соотношением $\Delta \overline{l}_0 = k_1 - k_2 \Delta L_a$ (где $k_1 = 2,7$ и $k_2 = 0,135$). Здесь l_{01} , l_{a1} — минимальная дальнобойность струи и соответствующий ей уровень дискретного тона; $l_c = (l_2 + l_3 + l_4)/3; l_2, l_3$,

62

 l_4 – длина второй, третьей и четвертой ячеек струи; $\Delta \overline{l_0}$ – указывает число ячеек, на которое изменяется дальнобойность струи.

Уровень дискретного тона оказывает заметное влияние на относительный коэффициент b/b_0 , характеризующий рост толщины слоя смешения (b_0 – коэффициент для слоя смешения $\delta = b_0 x$ при отсутствии в спектре шума дискретной составляющей; b – соответствующий коэффициент, когда в спектре шума возникает дискретная составляющая). При этом отношение b/b_0 изменяется в зависимости от уровня дискретного тона по следующей эмпирической зависимости:

$$b/b_0 = k_3 \Delta L_{\mu 1}$$

где ΔL_{n1} – превышение уровня дискретного тона над уровнем сплошного шума. Формула получена для чисел $M_a = 1...2$ и n = 0,64...3. Указанная зависимость справедлива для начального участка сверхзвуковой струи, на которую воздействует дискретная составляющая. Если в акустическом поле струи имеется дискретная составляющая высокой интенсивности $\Delta L_{n1} = 20...25$ дБ, то отношение b/b_0 достигает 1,6...1,7.

Дискретный тон оказывает значительное влияние на профили средних параметров в струе, уменьшая полное давление и температуру на оси струи (рис.1.20) и приводя к увеличению радиуса струи на ее основном участке ($T_{0\kappa}$, T_0 – температура торможения соответственно перед соплом и в сечении струи; T_{∞} – температура воздуха, окружающего струю). Однако изменение уровня L_{μ} на 20...25 дБ практически не оказывает влияния на относительные профили скорости $u/u_1 = \varphi(y/R_1)$ и температуры ($T - T_{\infty}$)/($T_1 - T_{\infty}$) = $\varphi_1(y/R_1)$ на основном участке струи (здесь $R_1 = 2r_2$, r_2 – радиус при $u = u_1/2$).

Рассмотрим воздействие акустических возмущений на аэродинамические характеристики дозвуковой турбулентной струи. Е.В. Власовым и А.С. Гиневским обнаружено два эффекта, возникающих при акустическом облучении струи. В первом случае при воздействии на турбулентную струю низкочастотного звукового сигнала ($\mathbf{Sh}_a = fd_a/u_a = 0,2...0,6$) происходит интенсификация турбулентного перемешивания. При этом в приосевой части начального участка струи возрастают пульсационные



скорости, увеличивается масштаб когерентных структур, уменьшается длина начального участка, расширяется слой смешения. Эффект интенсивности турбулентного перемешивания реализуется при определенном пороговом уровне звукового давления в акустическом поле. При дальнейшем возрастании уровня звукового давления эффект усиливается, а затем наступает насыщение, после чего дальнейшее увеличение интенсивности звука не приводит к усилению эффекта.

Во втором случае при воздействии на турбулентную струю высокочастотного излучения (Sh = 2...5) происходит ослабление интенсивности турбулентного перемешивания. В приосевой части начального участка струи снижаются пульсационные скорости, уменьшается масштаб когерентных структур, увеличивается длина начального участка струи. В первом случае явление наблюдалось при продольном и поперечном звуковом облучении изотермических и неизотермических струй для чисел Рейнольдса Re = 10³...2,5·10² и Маха М_д = 0,05...0,9, а во втором случае – при $Re = 10^3 \dots 5 \cdot 10^4$ и малых значениях числа Маха. На рис. 1.21 приведены кривые, иллюстрирующие закономерности распространения возбужденных звуком турбулентных струй. Изменение турбулентной структуры и ее аэродинамических характеристик оказывает влияние на акустические характеристики струи. На рис.1.22 приведены данные, показывающие изменение спектров шума в ближнем поле струи при ее низкочастотном (Sh_ = = 0,36) и высокочастотном (Sh_a = 2,8) облучении [10]. Низкочастотное облучение ведет к возрастанию уровня широкополосного шума, а высокочастотное - к его снижению. Такие же противоположные эффекты при Re > Р и с. 1.21. Распределение скорости и интенсивности турбулентности вдоль оси дозвуковой струи:

4, 5 — Sh_a = 0,39; 1, 7 Sh_a = 3,89 (Re = 1,35^{10⁴}); 2, 6 — без сигнала; 3 — Sh_a = 0,26 (Re = 1,75^{10⁴})



> $2 \cdot 10^5$ зафиксированы в работе [5] при больших дозвуковых скоростях в дальнем акустическом поле. Увеличение широкополосного шума происходит при числах $\mathbf{Sh}_a < 1,5$ ($\mathbf{M}_a = 0,2...0,7$), а его уменьшение – при числах $\mathbf{Sh}_a > 1,5$ ($\mathbf{M}_a = 0,2...1$). При этом среднеквадратичные пульсации давления в звуковой волне возбуждающего звука не превышали 0,08 %



Р и с. 1.22. Третьоктавные спектры шума в ближнем поле акустически возбужденных струй:



от динамического давления струи. Такая чувствительность турбулентных струй к акустическому воздействию обусловлена тем, что течение на начальном участке характеризуется наличием когерентных структур - крупномасштабных вихревых образований. В частности, в турбулентных осесимметричных струях такие структуры идентифицируются с неустойчивостью вихревого слоя и его сворачиванием в концентрации завихренности вихри. Снос этих вихрей вниз по потоку сопровождается процессом их последовательного попарного слияния, что и определяет расширение слоя смещения. В конце начального участка крупномасштабные вихои разрушаются и образуют мелкомасштабную турбулентность. Когерентные структуры в слое смешения взаимодействуют с мелкомасштабной турбулентностью, определяя динамику развития струйного турбулентного движения. Спектральные и корреляционные исследования турбулентности на начальном участке затопленной турбулентной струи при разных уровнях начальной турбулентности є (0,5...10 %) показали, что когерентные структуры имеют характерные числа Струхаля Sh = 0,3...0,5. При этом когерентные структуры осесимметричных струй содержат помимо осесимметричной моды еще и высшие азимутальные моды колебаний.

При воздействии на турбулентную струю низкочастотного звукового сигнала Sh_ = 0,2...0,6 происходит укрупнение крупномасштабных вихрей, а при воздействии высокочастотного звукового сигнала Sh, = = 2...5 - уменьшение масштаба когерентных структур. В обоих случаях интенсивность акустических пульсаций скорости, потребная для реализации описанного выше эффекта, сравнительно мала ϵ_{a} < 0,1... 0,4 %. В то же время пульсации давления в звуковой волне в ряде случаев достигали величины порядка 1...3 % от динамического давления струи. Ряд авторов (например [15]) утверждает, что крупномасштабные вихри непосредственно не излучают сколько-нибудь значительного шума, а оказывают лишь косвенное (через изменение структуры турбулентности) влияние на шум в дальнем поле. Вместе с тем измерения узкополосной пространственно-временной корреляции пульсаций СКОрости В слое смешения начального участка круглой струи и пульсаций давления в ближнем поле обнаружили наличие максимума этой корреляции, приходящегося на значение Sh_ ≈ 0,5.

Отметим, что крупномасштабные когерентные структуры обнаружены и в сверхзвуковых струях.

1.7. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ВНЕШНИМ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Физическая модель возникновения дискретных составляющих в спектре шума сверхзвуковой струи была предложена М.Г. Лебедевым и Г.Ф. Телениным. Согласно этой модели струя, излучающая звук дискретной частоты, рассматривается как автоколебательная система. В образовании этой системы существенную роль играют три элемента. Это, во-первых, ячеистая структура струи, образованная системой скачков уплотнения и волн разрежения при нерасчетном режиме истечения. Во-вторых, механизм, переводящей часть энергии возмущений, распространяющихся по струе, в акустическое излучение, главным образом в области распада струи (в области дозвукового участка). В-третьих, при распространении волн в направлении к срезу сопла по окружающему струю пространству эти волны, взаимодействуя со струей, вносят в нее новые возмущения. Петля обратной связи тем самым замыкается. Рассмотрим постановку задачи и метод ее решения. Пусть расчетная сверхзвуковая цилиндрическая или плоская струя с числом М, истекает в затопленное пространство из жесткого цилиндра (сопла) диаметром 2r, либо из плоской щели шириной 2r_. Течение в невозмущенной струе имеет постоянные параметры, давление р в струе и окружающей среде. Задачу о взаимодействии струи с внешним акустическим полем будем решать в линейном приближении. В соответствии с моделированным явлением считаем, что струя распадается на некотором расстоянии от среза сопла и область распада струи является источником излучения акустических волн с круговой частотой ω. Это излучение назовем основным. Акустические волны, соответствующие основному излучению, распространяясь по окружающему струю пространству, воздействуют на струю и приводят ее в возмущенное состояние. При этом имеет место излучение акустической энергии с поверхности возмущенной струи во внешнюю среду. Это излучение назовем вторичным. Обозначим комплексные потенциалы, описывающие основное и вторичное излучение через ψ_{α} и ψ , а потенциал возмущенного течения в струе через Ф. Считаем, что на поверхности струи ($y = r_a$) производная $\partial \psi_0 / \partial y$ = 0, т.е. основное излучение воздействует на струю только через давление, а возмущения давления при $y = r_a$ представляют собой волну, бегущую в направлении к соплу

$$p' = pp \operatorname{Re}[\exp(-i\omega x/a_{\infty})\exp(-i\omega t)], \qquad (1.47)$$

где **р** – безразмерная амплитуда волны давления. Задача определения возмущенного течения в струе и вторичного излучения от струи под действием заданных акустических волн с потенциалом ψ_0 состоит в

решении волновых уравнений для потенциалов Ф и у:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \frac{m}{y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} - 2i \frac{M_j}{\beta} \frac{d_{\infty}}{a_j} \times \pi \operatorname{Sh} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \left[\frac{ms^2}{y^2} + \left(\frac{a_{\infty}}{a_j} \pi \operatorname{Sh} \right)^2 \right] \Phi = 0; \qquad (1.48)$$

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{m}{y} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \left[\frac{ms^2}{y^2} - \left(\pi Sh\right)^2\right] \psi = 0.$$
(1.49)

В уравнениях (1.48), (1.49) m = 0 или 1 для плоского или цилиндрического случая; s = 0 или 1 при симметричных или антисимметричных возмущениях; a_j и a_{∞} – скорости звука в струе и во внешней среде; Sh = $\omega 2r_d/2\pi a_{\infty}$ – число Струхаля; $\beta^2 = M_j^2 - 1$; ось координат *Ox* направлена по оси струи, *Oy* – перпендикулярна *Ox*, начало координат лежит в плоскости среза сопла; координаты *x*, *y* отнесены к радиусу r_a а потенциалы Φ и ψ – соответственно к величинам *ar* и $a_{\infty}r_a$. Поскольку характерным продольным размером в данной задаче является длина ячейки струи, вместо переменной *x* используется переменная $z = x/\beta$. Возмущения давлений и скоростей выражаются через потенциалы по формулам

$$\begin{split} \vec{u}_{j} &= a_{j} \operatorname{Re}(\operatorname{grad}\Phi e^{-i\omega t})\cos(ms\theta), \\ \vec{u}_{\infty}' &= a_{\infty} \operatorname{Re}(\operatorname{grad}\Psi e^{-i\omega t})\cos(ms\theta), \\ p_{j}' &= \kappa_{\rho} \operatorname{Re}\left(i\pi \operatorname{Sh} \frac{a_{\infty}}{a_{j}} \Phi - \frac{M_{j}}{\beta} \frac{\partial \Phi}{\partial z}\right) e^{i\omega t}\cos(ms\theta), \\ p_{\infty}' &= \kappa_{\infty} \rho \operatorname{Re}(i\pi \operatorname{Sh}\Psi e^{i\omega t})\cos(ms\theta), \\ r_{d}e \operatorname{Re} - \text{действительная часть комплексного числа; } \kappa_{j}, \kappa_{\infty} - \text{показатель} \end{split}$$

адиабаты; в - меридиональный угол.

Граничными условиями являются условия равенства давлений и смещений на поверхности раздела между струей и внешней средой (т.е. при y = 1, z > 0). К ним следует добавить условие излучения для внешнего акустического поля ψ на бесконечности, а для возмущений в струе – условие на оси и условие отсутствия возмущений на срезе сопла (z = 0). С учетом изложенного граничные условия имеют вид

$$\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \text{ при } z = 0, \ 0 \le y \le 1;$$
(1.51)

$$\Phi = 0$$
 для $S = 1$
 $\partial \Phi / \partial y = 0$ для $S = 0$
При $y = 0, z \ge 0;$ (1.52)

$$\kappa_{j}\left[i\pi \mathrm{Sh} \ \frac{a_{\infty}}{a_{j}} \Phi - \frac{M_{j}}{\beta} \frac{\partial \Phi}{\partial z}\right] = \Pi(z) + p \exp(-i\pi \mathrm{Sh}\beta z), \qquad (1.53)$$

где $\Pi(z) = \kappa_{\infty} i \pi Sh \psi(z, 1)$ при $y = 1, z \ge 0;$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \begin{cases} 0 \text{ при } y = 1, \ z \leq 0; \\ -i\pi \text{Sh}y(z) \text{ при } y = 1, \ z \geq 0; \end{cases}$$
(1.54)

$$\psi < \infty \operatorname{при} \sqrt{z^2 + y^2} = \infty. \tag{1.55}$$

В условии (1.54) y – смещение границы струи, отнесенное к r_a , которое определяется по известному потенциалу Φ с помощью дифференциального уравнения

$$\frac{M_{j}}{\beta} \frac{dy}{dz} - i \frac{a_{\infty}}{a} \pi Shy = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_{y=1}$$
(1.56)

с граничным условием **у**(0) = 0. Решение описанной краевой задачи сводится к решению операторного уравнения

$$\Pi(z) - L\{\Pi(z)\} = 0, \qquad (1.57)$$

где $\Pi(z)$ — возмущение давления на поверхности струи, обусловленное вторичным излучением [см. условие (1.53)]; L — оператор, позволяющий учесть условие равенства смещений. Уравнение (1.57) решалось численню итерационным способом. В качестве начального приближения задавалось $\Pi(z) = 0$; для определения $L{\Pi}$ на каждой итерации при помощи

преобразования Лапласа решалось уравнение (1.48) с условиями (1.51)...(1.53); это решение позволялю определить смещение границы струи **у** при помощи формулы (1.56), после чего с помощью преобразования Фурье решалось уравнение (1.49) с условиями (1.54), (1.55). Эти решения были сведены к квадратурам, которые выполнялись численно.

Серийные расчеты были проведены при числе Маха струи $M_j = 2...4$ и отношениях $a_{\infty}/a_j = 0,01; 1$ и $[1 + M_j^2(\kappa_j - 1)/2]^{0.5}$. Исследовался диапазон частот 0 < Sh < 0,6.

Если ввести в уравнение (1.53) $\Pi(z) = 0$, получим упрощенную постановку задачи, в которой пренебрегается вторичным излучением с поверхности возмущенной струи. Решение такой задачи можно получить аналитически. Выпишем единое для плоского (m = 0) и цилиндрического (m = 1) случаев решение при асимметричных возмущениях во внешних акустических волнах:

$$\Phi(z, y) = i e^{i \eta z} \frac{\rho \beta}{\kappa_j M_j} \left\{ \frac{1}{c - d} \left[f_m(y) e^{-i dz} - g_m(y) e^{-i cz} \right] + \right\}$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{h_{mn}(y)}{\Lambda_{mn}} \left[\frac{\exp(i\Lambda_{mn}z)}{(\Lambda_{mn}+c)(\Lambda_{mn}+d)} - \frac{\exp(-i\Lambda_{mn}z)}{(\Lambda_{mn}-c)(\Lambda_{mn}-d)} \right], (1.58)$$

где
$$\overline{\lambda} = \frac{1}{\beta} \frac{a_{\infty}}{a_j} \pi Sh; \eta = M_j \overline{\lambda}; d = \frac{\overline{\lambda}}{M_j}; c = M_j \overline{\lambda} +$$

+
$$\beta \pi \text{Sh}; \Lambda_{m=0, n} = (\overline{\lambda}^2 + \pi^2 n^2)^{1/2}; \Lambda_{m=1, n} = (\overline{\lambda}^2 + \mu_n^2)^{1/2};$$

$$f_{m=0} = \text{Sh}D_y/\text{Sh}D; g_{m=0} = \sin c_y/\sin c; h_{m=0, n} =$$

=
$$\pi n \sin \pi n y / \cos \pi n$$
; $f_{m=1} = I_1(D_y) / I_1(D)$;

$$g_{m-1} = I_1(c_y)/I_1(c); h_{m-1} = \mu_n I_1(\mu_n y)/I_0(\mu_n);$$

 $C = (c^2 - d^2)^{1/2}; D = (\overline{\lambda}^2 - d^2)^{1/2};$
 $I_0, I_1 - функции Бесселя действительного аргумента; $\mu_n - n$ -й корень
70$

функции f_1 ; I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента. Исследуя особые точки решения (1.58), можно вывести формулу для критических частот внешних акустических волн:

$$\mathbf{Sh}_{a} = \frac{\omega_{a}^{2r} a}{2\pi a_{\infty}} = \varphi_{ms}(n) \left[\left(\frac{a_{\infty}}{a_{j}} + M_{j} \right)^{2} - 1 \right]^{-1/2}, \quad (1.59)$$

где $\varphi_{00} = n - 1/2$; $\varphi_{01} = n$; $\varphi_{10} = \mu_n^0/\pi$; $\varphi_{11} = \mu_n^1/\pi$; n = 1, 2, 3...; μ_n^0 и μ_n^1 – соответственно n = e корни функций Бесселя l_0 и l_1 . Сравнение определяемой формулой (1.59) теоретической зависимости Sh_A(M_j) при n = 1 для холодной цилиндрической (m = 1) струи в случае асимметричного (s = 1) акустического поля с экспериментальными данными приведено на рис.1.13. При наличии спутного потока получим

$$\operatorname{Sh}_{a} = \frac{\omega_{a}^{2r} a}{2\pi a_{\infty}} \varphi_{ms}(n) \left[\left(\frac{a_{\infty}}{a_{j}} + \frac{M_{j}^{2} - 1}{1 - M_{\infty}} \right) \left(\frac{a_{\infty}}{a_{j}} + \frac{M_{j}^{2} + 1}{1 - M_{\infty}} \right) \right]^{-1/2} . (1.60)$$

На рис.1.12. проведено сравнение теоретической зависимости $f_{\mu}/f_{\mu 0}$ для холодной струи с M_{i} = 3 с экспериментальными данными ($f_{\mu 0}$ – частота при M_{i} = 0).

1.8. ДИСКРЕТНЫЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ШУМА СТРУИ НА ЧАСТОТАХ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В спектре шума сверхзвуковой струи наряду с дискретными составляющими, которые обусловлены ее автоколебаниями, возможно появление дискретных составляющих от вынужденных колебаний давления в канале на входе в дозвуковую часть сопла, которые, распространяясь по соплу и внутри сверхзвуковой струи, затем излучаются во внешнюю среду. Теоретическое рассмотрение такого излучения изоэнтропической сверхзвуковой струей на расчетном режиме истечения без внутренних скачков уплотнения проведено М.Г. Лебедевым и Г.Ф. Телениным. Результаты расчетов показали, что в плоскости среза сопла амплитуда колебаний давления во внещней среде составляет всего несколько процентов (2...3 %) от амплитуды пульсаций внутри струи. Однако реальная сверхзвуковая струя
имеет систему скачков уплотнения с резкими градиентами скорости, а в зависимости от вида источника, возбуждающего колебания давления, внутри струи могут распространяться также и волны энтропии, которые в потоке с градиентом скорости взаимодействуют с волнами давления.

Рассмотрим эти явления на примере плоских продольных волн. Пусть в канале создаются плоские периодические волны давления и энтропии. Линеаризируем уравнения газовой динамики относительно одномерного изоэнтропического течения [14], полагая газ невязким и нетеплопроводным с постоянным показателем адиабаты к. Газодинамические параметры представим в виде суммы параметров стационарного течения и плоской волны, зависящей от продольной координаты z и времени t. Используем комплексную форму записи для характеристики переменных по времени волн газодинамических параметров и введем безразмерные амплитуды пульсационных составляющих давления p', скорости V', плотности ρ' и энтропии S'. Будем полагать, что эти амплитуды отнесены соответственно к стационарным значениям давления – p, скорости – V, плотности – ρ , а амплитуда энтропии отнесена к c_p – удельной теплоемкости при постоянном давлении.

Введем обозначения

$$\frac{p'}{p'_{\bullet}} = \left| \frac{p'}{p'_{\bullet}} \right| e^{i(\omega t + \eta)} = F(z)e^{i\omega t} = (F_{\text{Re}} + iF_{\text{Im}})e^{i\omega t};$$

$$\frac{v'}{p'_{\bullet}} = \left| \frac{v'}{p'_{\bullet}} \right| e^{i(\omega t + \gamma)} = V(z)e^{i\omega t} = (V_{\text{Re}} + iV_{\text{Im}})e^{i\omega t};$$

$$\frac{\rho'}{p'_{\bullet}} = \left| \frac{\rho'}{p'_{\bullet}} \right| e^{i(\omega t + \delta)} = R(z)e^{i\omega t} = (R_{\text{Re}} + iR_{\text{Im}})e^{i\omega t};$$

$$c_{p}\frac{S'}{p'_{\bullet}} = \left| \frac{S'}{p'_{\bullet}} \right| c_{p}e^{i(\omega t + \xi)} = \epsilon(z)e^{i\omega t} = (\epsilon_{\text{Re}} + i\epsilon_{\text{Im}})e^{i\omega t};$$

Здесь все безразмерные амплитуды волн газодинамических параметров отнесены к безразмерной амплитуде волны давления в критическом сечении сопла p'_{ϕ} . С учетом этих обозначений линеаризованные уравнения газовой динамики принимают вид

$$\frac{dF_{\text{Re}}}{d\lambda} = \frac{2\lambda}{(\kappa+1)(1-\lambda^2)} \left[(\kappa-1)F_{\text{Re}} - \frac{\overline{\omega}}{\lambda'}F_{\text{Im}} - 2\kappa V_{\text{Re}} + \right]$$

$$+ \kappa \frac{\overline{\omega}}{\lambda'} V_{\text{Im}} + \epsilon_{\text{Re}} \cos(\overline{\omega}D) + \epsilon_{\text{Im}} \sin(\overline{\omega}D)];$$

$$\frac{dF_{\text{Im}}}{d\lambda} = \frac{2\lambda}{(\kappa+1)(1-\lambda^{2})} \left[\frac{\overline{\omega}}{\lambda'} F_{\text{Re}} + (\kappa-1)F_{\text{Im}} - \kappa \frac{\overline{\omega}}{\lambda'} \times V_{\text{Re}} - 2\kappa V_{\text{Im}} - \epsilon_{\text{Re}} \sin(\overline{\omega}D) + \epsilon_{\text{Im}} \cos(\overline{\omega}D)];$$

$$\frac{dV_{\text{Re}}}{d\lambda} = -\frac{1}{\kappa} \frac{dF_{\text{Re}}}{d\lambda} + \frac{\overline{\omega}}{\kappa\lambda\lambda'} F_{\text{Im}};$$

$$(1.61)$$

$$\frac{dV_{\text{Im}}}{d\lambda} = -\frac{1}{\kappa} \frac{dF_{\text{Im}}}{d\lambda} - \frac{\overline{\omega}}{\kappa\lambda\lambda'} F_{\text{Re}};$$

$$R_{\text{Re}} = \frac{1}{\kappa} \left[F_{\text{Re}} - \epsilon_{\text{Re}} \cos(\overline{\omega}D) - \epsilon_{\text{Im}} \sin(\overline{\omega}D) \right];$$

$$R_{\text{Im}} = \frac{1}{\kappa} \left[F_{\text{Im}} + \epsilon_{\text{Re}} \sin(\overline{\omega}D) - \epsilon_{\text{Im}} \cos(\overline{\omega}D) \right],$$

$$r_{\text{Ie}} = \overline{\omega} = \frac{2\pi f 2T}{V_{\bullet}} - 6$$

$$6$$

$$espa3 Mephaa Kpyrobaa частота; $D = \int_{1}^{\lambda} \frac{d\lambda}{\lambda\lambda'} - \frac{d\lambda}{\lambda\lambda'} = 0$$$

безразмерное время.

Система уравнений (1.61) имеет особенность в критическом сечении сопла при λ = 1. Принимая естественное условие непрерывности решения системы в критическом сечении, получаем дополнительную связь между искомыми функциями

$$V_{\text{Re}_{\bullet}} = \frac{\left[2(\kappa - 1)\lambda_{\bullet}^{\prime 2} + \overline{\omega}^{2}\right]F_{\text{Re}_{\bullet}} + (\kappa - 3)\lambda_{\bullet}^{\prime}\overline{\omega}F_{\text{Im}_{\bullet}} + 2\lambda_{\bullet}^{\prime 2}\epsilon_{\text{Re}_{\bullet}} + \lambda_{\bullet}^{\prime}\overline{\omega}\epsilon_{\text{Im}_{\bullet}}}{\kappa(4\lambda_{\bullet}^{\prime 2} + \overline{\omega}^{2})};$$

$$(1.62)$$

$$V_{\text{Im}_{\bullet}} = \frac{(3 - \kappa)\lambda_{\bullet}^{\prime}\overline{\omega}F_{\text{Re}_{\bullet}} + \left[2(\kappa - 1)\lambda_{\bullet}^{\prime 2} + \overline{\omega}^{2}\right]F_{\text{Im}_{\bullet}} - \lambda_{\bullet}^{\prime}\overline{\omega}\epsilon_{\text{Re}_{\bullet}} + 2\lambda_{\bullet}^{\prime 2}\epsilon_{\text{Im}_{\bullet}}}{\kappa(4\lambda_{\bullet}^{\prime 2} + \overline{\omega}^{2})};$$

С учетом этой особенности граничные условия при численном интегрировании зададим в критическом сечении сопла, причем начальный момент времени выберем таким, чтобы вектор волны давления в фазовой плоскосР и с. 1.23. Расположение векторов газодинамических параметров в фазовой плоскости

ρ' ν' δ' γ ξ ρ' 7

ти (рис.1.23) совпадал с действительной осью для критического сечения сопла, т.е. Re здесь $F_{im} = 0$, а $|F|_{\bullet} = F_{Re}$.

Задаваясь значениями F_{Re} , ϵ_{Re} и ϵ_{Im} в критическом сечении соп-

ла, можно провести интегрирование системы уравнений (1.61) с учетом условия (1.62) на дозвуковом и сверхзвуковом участках сопла и получить зависимость изменения амплитуды волны давления по длине сопла от амплитуды и фазы волны энтропии, распространяющейся по каналу. Можно получить также общее решение системы как сумму решений однородных и неоднородных уравнений при следующих начальных условиях: первое решение

$$(F_{\text{Re}_{1}}, F_{\text{Im}_{1}}, V_{\text{Re}_{1}}, V_{\text{Im}_{1}}) \text{ при } F_{\text{Re}_{\bullet}} = 1, F_{\text{Im}_{\bullet}} = \epsilon_{\text{Re}_{\bullet}} = \epsilon_{\text{Im}_{\bullet}} = 0;$$

второе решение

$$(F_{\text{Re}_2}, F_{\text{Im}_2}, V_{\text{Re}_2}, V_{\text{Im}_2})$$
 при $\epsilon_{\text{Im}_2} = 1, F_{\text{Re}_2} = F_{\text{Im}_2} = \epsilon_{\text{Re}_2} = 0;$

третье решение

$$(F_{\text{Re}_3}, F_{\text{Im}_3}, V_{\text{Re}_3}, V_{\text{Im}_3})$$
 при $\epsilon_{\text{Re}_{\phi}} = 1, F_{\text{Re}_{\phi}} = F_{\text{Im}_{\phi}} = \epsilon_{\text{Im}_{\phi}} = 0$

Так как второе решение получается из третьего поворотом системы координат в фазовой плоскости на $\pi/2$, то выполняются соотношения

$$F_{\text{Im}_2} = F_{\text{Re}_3}; F_{\text{Re}_2} = -F_{\text{Im}_3}; V_{\text{Im}_2} = V_{\text{Re}_3}; V_{\text{Re}_2} = -V_{\text{Im}_3}$$

Общее решение записывается в следующем виде:

$$\boldsymbol{v}_{Re}' = \boldsymbol{p}_{\bullet}'(\boldsymbol{V}_{Re_{1}} + \boldsymbol{\epsilon}_{Re}^{V}\boldsymbol{V}_{Re_{3}} - \boldsymbol{\epsilon}_{Im_{3}}^{V}\boldsymbol{I}_{Im_{3}}); \qquad (1.63)$$
$$\boldsymbol{v}_{Im}' = \boldsymbol{p}_{\bullet}'(\boldsymbol{V}_{Im_{1}} + \boldsymbol{\epsilon}_{Re}^{V}\boldsymbol{I}_{Im_{3}} + \boldsymbol{\epsilon}_{Im}^{V}\boldsymbol{V}_{Re_{3}}).$$

Значения амплитуды и фазы для волн давления и скорости определяются формулами

$$\left|\frac{p'}{p'_{\bullet}}(\overline{\omega}) = \sqrt{p'_{Re}^{2} + p'_{Im}^{2}}; \varphi(\overline{\omega}) = \operatorname{arctg} \frac{p'_{Re}}{p'_{Im}},$$

$$\left|\frac{v'}{p'_{\bullet}}(\overline{\omega}) = \sqrt{v'_{Re}^{2} + v'_{Im}^{2}}; \eta(\overline{\omega}) = \operatorname{arctg} \frac{v'_{Re}}{v'_{Im}}.$$
(1.64)

В цилиндрической части на дозвуковом участке канала при λ = const система уравнений (1.61) разделяется на две независимые системы: одна – для волны давления, другая – для волны энтропии [14]. Это означает, что в цилиндрическом канале волны давления и скорости не зависимы от волны энтропии. Рассчитать поле течения в цилиндрической части канала можно, используя следующую систему уравнений:

$$F_{\text{Re}_{u}} = C_{1} \cos \overline{\omega_{1}} + C_{2} \sin \overline{\omega_{1}} + C_{3} \cos \overline{\omega_{2}} + C_{4} \sin \overline{\omega_{2}};$$

$$F_{\text{Im}_{u}} = C_{1} \sin \overline{\omega_{1}} - C_{2} \cos \overline{\omega_{1}} - C_{3} \sin \overline{\omega_{2}} + C_{4} \cos \overline{\omega_{2}};$$

$$V_{\text{Re}_{u}} = \frac{1}{\kappa M_{u}} (-C_{1} \cos \overline{\omega_{1}} - C_{2} \sin \overline{\omega_{1}} + C_{3} \cos \overline{\omega_{2}} + C_{4} \sin \overline{\omega_{2}});$$

$$V_{\text{Im}_{u}} = \frac{1}{\kappa M_{u}} (-C_{1} \sin \overline{\omega_{1}} + C_{2} \cos \overline{\omega_{1}} - C_{3} \sin \overline{\omega_{2}} + C_{4} \sin \overline{\omega_{2}}),$$

$$= \frac{2\pi f d_{\bullet} M_{u}}{\kappa M_{u}} = -\frac{1}{\kappa M_{u}} (-C_{1} \sin \overline{\omega_{1}} + C_{2} \cos \overline{\omega_{1}} - C_{3} \sin \overline{\omega_{2}} + C_{4} \sin \overline{\omega_{2}}),$$

где
$$\overline{\omega_1} = \frac{2\pi I u_{\phi} M_{\mu}}{V_{\phi} \lambda_{\mu} (1 - M_{\mu}) z_{\mu}};$$

$$\overline{\omega_2} = \frac{2\pi f d_{\phi} M_{\mu}}{V_{\phi} \lambda_{\mu} (1 + M_{\mu})} \overline{z_{\mu}};$$

 $\overline{z_{\mu}} = z_{\mu}/d_{\bullet}$

 C_1, C_2, C_3, C_4 определяются из граничных условий на входе в дозвуковую часть канала по формулам

$$C_{1} = \frac{1}{2} (F_{\text{Re}_{A}} - \kappa M_{A} V_{\text{Re}_{A}});$$

$$C_{2} = \frac{1}{2} (-F_{\text{Im}_{A}} + \kappa M_{A} V_{\text{Im}_{A}});$$

$$C_{3} = \frac{1}{2} (F_{\text{Re}_{A}} + \kappa M_{A} V_{\text{Re}_{A}});$$

$$C_{4} = \frac{1}{2} (F_{\text{Im}_{A}} + \lambda M_{A} V_{\text{Im}_{A}}).$$

При этом числа Маха на входе в дозвуковую часть канала М и в цилиндрической части канала M равны между собой, а значения F и V нужно взять из решения системы (1.61) для дозвукового участка канала.

Амплитуда и фаза волн давления и скорости в любом сечении цилиндрического канала, таким образом, определяются из формул

$$\left|\frac{p'}{p'_{\bullet}}\right| = \sqrt{F_{\text{Re}_{u}}^{2} + F_{\text{Im}_{u}}^{2}}; \varphi = \arctan \frac{F_{\text{Re}_{u}}}{F_{\text{Im}_{u}}};$$

$$\left|\frac{V'}{p'_{\bullet}}\right| = \sqrt{V_{\text{Re}_{u}}^{2} + V_{\text{Im}_{u}}^{2}}; \eta = \arctan \frac{V_{\text{Re}_{u}}}{V_{\text{Im}_{u}}};$$
(1.66)

Как видно из (1.65) и (1.66), параметры энтропийной волны в цилиндрическом канале не влияют прямо на распределение амплитуд и фаз волн давления и скорости по его длине. Однако при наличии в конце цилиндра сужающегося сопла с градиентом скорости энтропия будет оказывать влияние на это распределение через изменяющиеся граничные условия: V_{Re} , V_{Im} , F_{Re} , F_{Im} , которые зависят от амплитуды и фазы

энтропийной волны.

1.8.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ В КАНАЛЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ СОПЛОМ

(1.61) при Результаты численного решения системы уравнений прохождении продольной волны давления через дозвуковую часть сверхзвукового осесимметричного сопла Лаваля рассмотрим на примере канала с геометрией, приведенной на рис. 1.24, где также представлена Р н с. 1.24. Зависимость от числа Струхаля Sh = = fd_/V_ отношения давлений в критическом сече-

ним и на входе в дозвуковую часть сопла:

$$1 - |S'| / |p'_{\phi}| = 0; 2 - |S'| / |p'_{\phi}| = 2,14$$

зависимость отношения амплитуды пульсаций в критическом сечении сопла (сечение 2) к амплитуде пульсаций на входе в дозвуковую часть $|p'_2|/|p'_1|$ от числа Струхаля Sh = fd_{\bullet}/V_{\bullet} . Эта зависимость имеет ряд максимумов и минимумов, причем первый, наибольший, расположен при числе Sh = 0,14. Появление максимумов вызвано ин-



максимумов практически не изменяются, а значения отношения может измениться как в большую, так и в меньшую сторону в зависимости от амплитуды и фазы энтропийной волны. На рис.1.25, *а* приведены данные для числа Струхаля Sh = 0,128 при изменении фазы энтропийной волны в критическом сечении от 0 до 360°. В зависимости $|p'_2|/|p'_1|(\xi)$ можно выделить две области. В диапазоне утлов 0 $\langle \xi \langle 180°$ увеличение амплитуды волны энтропии приводит к уменьшению отношения $|p'_2|/|p'_1|$, т.е. волны давления затухает при приближении к критическому сечению. Обратный эффект наблюдается во второй области при 180 $\langle \xi \langle 360°$, где с ростом $|S'|/|p'_{\phi}|$ увеличивается и амплитуда волны давления в критическом сечении. Еще более сильное влияние оказывает волна энтропии на сверхзвуковом участке сопла. В изоэнтропическом потоке относительные амплитуды p' волн давления на выходе из сопла и в критическом сечении

практически одинаковы, т.е. $|p'_{a}|/|p'_{\bullet}| \approx 1$. Расчеты течения с волнами энтропии в коническом сопле с углом раскрытия 20° при числе $M_{a} = 4,56$ показывают, что при этом в зависимости $|p'_{a}|/|p'_{\bullet}|$ (Sh) появляются мак-





Рис. 1.25. Влияние волны энтропии на параметры волны давления на дозвуковом и сверхзвуковом участках сопла: $a - дозвуковой участок (Sh = 0,128, геометрические размеры см. на рис.1.27); <math>O - |S'|/|p'_{+}| = 0,35; \quad \Phi - |S'|/|p'_{+}| = 0,71; \cdot \chi - |S'|/|p'_{+}| = 3,5; \quad \not O - |S'|/|p'_{+}| = 14,2; \quad for Chepx3bykoboй участок;$ $I - |S'|/|p'_{+}| = 0; \quad 2 - |S'|/|p'_{+}| = 1.15; \quad \xi = 0; \quad 3 - |S'|/|p'_{+}| = 2,14; \quad \xi = 0$

симумы (см. рис.1.25, б), положение которых по частоте определяется временем распространения волн энтропии от критического сечения до заданного в сверхзвуковой части сопла. Значение максимума $|p'_a|/|p'_{\bullet}|$ в значительной степени зависит от амплитуды и фазы волны энтропии и для рассматриваемого сопла достигает 5...5,5 при $|S'|/|p'_{\bullet}| \approx 2$ и $\xi = 0$.

Приведем экспериментальные данные, подтверждающие влияние волны энтропии на амплитуду и фазу волны давления в канале со сверхзвуковым соплом. Вынужденные колебания давления с переменной частотой возбуждались в канале за счет периодического изменения гидравлического сопротивления пульсатора, установленного в начале канала. Пульсации давления измерялись датчиками в трех сечениях. Первый располагался на входе в дозвуковую часть сопла, второй и третий – в сверхзвуковой части сопла в сечениях, где число М = 1,5 и 2,55. По этим измерениям определялось изменение уровня относительных пульсаций давления между

выбранными сечениями
$$\Delta L_{i-j} = 20 \lg \frac{\sigma_i}{\sigma_j}$$
 где $\overline{\sigma_i} = \frac{\sigma_i}{p_{c_{\tau_i}}}$ среднеквадра-

тичное значение амплитуды вынужденных пульсаций давления в *i*-м сечении, отнесенное к статическому давлению в этом сечении.

Так как в пульсаторе переменное по времени изменение полного давления генерирует волны энтропии, то экспериментальные данные, приведенные на рис. 1.26, а и б, значительно стличаются от расчетных для изоэнтропического течения. Путем подбора значений амплитуды и фазы энтропийной волны в уравнении (1.61) получено примерное совпадение экспериментально определенных величин ΔL_{n-1} и η_{n-1} с расчетными значениями для сечений 1 и 2. Эти значения для двух чисел Струхаля 0,128 и 0,176 приведены в табл. 1.1 и на графиках, изображенных на рис. 1.26, а и б. Продолжая расчет с определенными значениями |S' |/ |p'_/ и & в сверхзвуковой части сопла до М = 2,55, можно получить амплитуду и фазу пульсаций давления при наличии волны энтропии. Как видно из 1.1, получено удовлетворительное совпадение рис.1.26.*в* и табл. расчетных данных с экспериментальными, которое свидетельствует о сильном увеличении пульсаций в сверхзвуковой части сопла при течении с волнами энтропии. В расчетных уравнениях параметры энтропии входят

в виде комплекса $|S'|/|p'_{+}|$. Увеличение этого комплекса может происходить как за счет увеличения амплитуды энтропийной волны, так и за счет уменьшения амплитуды волны давления в критическом сечении. Амплитуда волны энтропии определяется потерями давления в массе газа, протекающей через пульсатор, и монотонно уменьшается с частотой,

Таблица 1.1

Параметр	Sh = 0,	128	Sh = 0	, 176
	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
$ p_2' / p_1' $	1,41,8	1,86	2,84	3,52
η_{2-1}	7080	83	140147	166
S' / p'	-	4,15	-	3,2
ξ, °	_	149	-	153
$ p'_{3} / p'_{2} $	2,84	3,06	2,83,6	3,03
η_{20}	-160	-186	80	-156



Р и с. 1.26. Распространение продольных волн давления по соплу при наличии воли энтропии:

• - эксперимент: \mathcal{O} - расчет для $|S'|/|p'_{\bullet}| = 0$; • - расчет для Sh = 0.128; $|S'|/|p'_{\bullet}| = 4.15$; $\xi = 149^{\circ}$; • - расчет для Sh = 0.176; $|S'|/|p'_{\bullet}| = 3.2$; $\xi = 153^{\circ}$ пульсации же давления в дозвуковой части канала определяются резонансными частотами его объема и значительно увеличиваются на них, что иллюстрирует рис.1.26, г, где приведена зависимость от числа Sh измеренной амплитуды пульсаций давления вблизи критического сечения сопла. Увеличение амплитуды пульсаций давления вследствие резонанса в дозвуковой части канала приводит к уменьшению параметра |S' |/ |p'_ | и, как следствие, уменьшается измеряемое значение ΔL_{3-2} . Между резонансными частотами амплитуды, пульсаций давления значительно уменьшаются, что при практически постоянном значении |S' | приводит к росту |S' |/ |p' | и измеряемой амплитуды пульсаций давления в сечении при M = 2,55, поэтому минимумам кривой L₁(Sh) соответствуют максимумы ΔL₃₋₉(Sh) на рис.1.26, в. Эксперименты и расчеты, таким образом, показывают, что наличие волн энтропии приводит к увеличению ΔL_{3-2} в десятки раз по сравнению с изоэнтропическим течением, и может в значительной мере изменить картину распространения волн давления в потоке с градиентом скорости.

1.8.2. ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НА ЧАСТОТАХ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ

Рассмотрим теперь, как изменяется излучение сверхзвуковой струи, когда по соплу движутся волны давления, создаваемые пульсатором. На рис.1.27 приведены спектры пульсаций давления на входе в сопло (точка 1) и в его выходном сечении (точка 2) и спектры акустического шума струи в точке 3 при наличии вынужденных колебаний давления для двух частот 1750 и 2200 Гц, на которых работал пульсатор давления. Характерно, что на частотах вынужденных колебаний в спектрах акустического шума возникают значительные по уровню дискретные составляющие, а на других частотах уровень сплошного спектра практически не изменяется. При приближении частоты вынужденных колебаний к частоте дискретной составляющей в спектре излучения струи, которая равна ~ 1500 Гц, относительная амплитуда вынужденных колебаний $\overline{\sigma_3}/\overline{\sigma_a}$ в акустическом поле увеличивается. Зависимость этого отношения от частоты в логарифмическом масштабе приведена на рис.1.28. Здесь:

 $\Delta L_{3-a} = 20 i g \overline{\sigma_3} / \overline{\sigma_a} = L_3 - L_a,$



Рис. 1.27. Слектры пульсаций в ресивере модели (a), на стенке сопла (b) и во внешнем поле струи (b) при наличии вынужденных колебаний: $X - f = 0; \quad \Phi - f = 1750$ Гц; $\bigcirc - f = 2200$ Гц

где $L_3 = 20$ ig $\frac{\sigma_3}{p_{aT}\sigma_0}$ – уровень пульсаций в акустическом поле струи в точке, расположенной в плоскости выходного сечения сопла на расстоянии $5d_a$, отнесенный к атмосферному давлению p_{aT} ; $L_a = 20$ ig $\frac{\sigma_a}{\sigma_0}$, $\sigma_a = \sigma_2$ – уровень пульсаций, измеренный на выходе сопла, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па.

По оси абсцисс приведено отношение частоты вынужденных колебаний к частоте дискретной составляющей в спектре струи на соответствующем



Р н с. 1.28. Амплитудно-частотные характеристики струи при различных числах М_г струи:

Обозначение	п	Mj	d _j , мм
0	0,83	1,85	49
X	1.47	2,21	57
•	0,5	3,36	46

режиме. Фактически полученные зависимости можно трактовать как амплитудно-частотные характеристики струи ланной для точки акустического поля, когда входным сигналом системы являются пульсации давления в потоке на выходе из сопла, а выходным - пульсации давления вне струи. Экспериментальные кривые имеют максимум при f/f = 1, значение которого увеличивается с возрастанием числа М струи и находится в пределах $\Delta L_{3-\alpha}$ = (-10...+8) дБ, т.е. значительно больше, чем дает расчет $\Delta L_{\rm pacu}$ = -34 дБ. Отметим еще одну особенность полученных данных: максимальные пульсации при возбуждении струи продольными плоскими волнами давления наблюдаются вблизи собственных колебаний струи, что, по-видимому, объясняется частот изгибных нелинейными эффектами взаимодействия в струе. Подобное явление возникает в трубах, в которых возбуждаются продольные волны. В тех случаях, когда частота продольной волны приближается к частоте собственных тангенциальных колебаний в трубе, развиваются поперечные несимметричные колебания. Они обнаруживаются только в узком диапазоне частот вблизи собственных частот трубы.

Подводя итог приведенным данным по излучению струи на частотах вынужденных колебаний давления на входе в сверхзвуковое сопло, можно сделать вывод, что уровень амплитуд в акустическом поле во многом будет зависеть от способа создания таких колебаний. В тех случали, когда источник генерирует наряду с волнами давления и волны энтропии, эффект может значительно увеличиться по сравнению с чисто акустическими волнами.

Глава 2

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СТРУИ (СТРУЙ) С ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

При натекании струи на поверхность плоской преграды возникают пульсации давления, спектр которых кроме сплющной составляющей может содержать при определенных условиях (в зависимости от числа M_a , степени нерасчетности $n = p_a/p_{\infty}$, относительного расстояния от среза сопла до преграды $\overline{h} = h/d_a$) и дискретную составляющую.

Источником пульсаций давления, характеризующих сплошную составляющую, является турбулентность набегающего потока перед преградой. В отличие от этого пульсации давления с дискретной составляющей не связаны с турбулентностью и могут образовываться при расположении преграды в области начального участка дозвуковой или сверхзвуковой нерасчетной струи при углах наклона *a*, близких к прямому. На рис.2.1 представлены типичные графики изменения суммарного уровня пульсации давления $L_{\Sigma kp}$ в критической точке плоской преграды при *a* = 90°. В случае сверхзвуковой нерасчетной струи (M₂ = 3, *n* = 0,3) при переме-



Рис. 2.1. Суммарные уровни пульсаций давления в критической точке преграды при a== 90° и $p_{\infty} = 0.1$ МПа: $X - M_a = 0.6; n = 1; O - M_a = 1; n = 1; • - M_a = 3;$ n = 0.3; I - пульсации с дискретной составляющей

щении преграды вдоль начального участка струи несколько раз возникают пульсации с дискретной составляющей. При отсутствии дискретной составляющей (на рис.2.1 для $M_a = 0,6$ и 1) максимальный уровень пульсаций давления реализуется в районе переходного участка. На основном участке струи при удалении преграды от среза сопла уровень пульсаций монотонно снижается.

2.1. ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ

2.1.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

На рис. 2.1 приведена схема взаимодействия дозвукового участка струи с плоской преградой, расположенной нормально по отношению к оси струи. Система координат Охуг связана с преградой; ось Ох перпендикулярна поверхности преграды и направлена против течения; оси Oy и Ozперпендикулярны оси Ox. Область струи вблизи преграды (ξ = x/b = = 0...1) будем называть областью взаимодействия струи с преградой. В этой области скорость на оси струи быстро падает, достигая нулевого значения на поверхности преграды. При исследовании пульсаций давления на преграде важно выделить основные источники пульсаций давления. Среди источников пульсаций можно указать источники пульсации давления от самой струи (участок струи вне области взаимодействия и область взаимодействия струи с преградой), от части струи, растекающейся по преграде, и от пограничного слоя, наросшего на поверхности преграды. Проведенные сравнительные оценки, основанные на экспериментальных данных, показывают, что уровень пульсаций от пограничного слоя намного меньше уровня пульсаций давления на преграде и им можно пренебречь.

Действительно, экспериментальные данные показывают, что при угле взаимодействия струи с преградой 10° и меньше суммарные значения пульсаций давления на преграде уменьшаются по сравнению с нормальным натеканием струи на преграду более чем в 10 раз. Уровень шума струи без преграды во много раз меньше, чем уровень пульсаций давления на преграде. Таким образом, пульсации давления на преграде определяются в основном участками струи, относящимися к области взаимодействия струи с преградой. Ниже приведены характеристики основных параметров течения в области взаимодействия дозвукового участка струи с преградой.

Относительное полное давление p_0/p_{∞} при увеличении координаты x в

области взаимодействия сохраняет постоянное значение, а относительное статическое давление уменьшается от $p/p_{\infty} = p_0/p_{\infty} > 1$ при $\overline{x/b} = 0$ до $p/p_{\infty} = 1$ при $\overline{x/b} = 1$ (граница области взаимодействия). При дальнейшем увеличении координаты $\overline{x/b} > 1$ давление p/p_{∞} сохраняет значение $p/p_{\infty} = 1$ для дозвукового основного участка струи. Результаты экспериментов показывают, что относительное значение скорости на оси течения перед преградой u_1/u_{\bullet} удовлетворительно апроксимируется зависимостью $u_1/u_{\bullet} = \sqrt{\xi}$, где $\xi = \overline{x/b_1}$; b_1 – ширина области взаимодействия, измеренная вдоль оси струи; индекс \bullet – обозначает начало области взаимодействия, измеренные для до- и трансзвуковых струй, равны $\overline{b_1} \approx 0.55$ ($M_{\bullet} = 0.2...1$), а для сверхзвуковых струй $\overline{b_1} = 0.6...0.8$ ($M_{\bullet} = 0.2...1$). Изменение относительного размера преграды R_p/R_1 от 0.5 до 3 практически не влияет на $\overline{b_1}$.

Распределение давления на плоской преграде ($R_{np}/R_1 = 2$), установленной под углом $a = 90^{\circ}$ к оси струи, приведено на рис.2.2 для числа $M_a = 1$ (отсчет координаты y на поверхности преграды ведется от критической точки). В критической точке возникают максимальные значения давления, которые при увеличении координаты y/d_{α} уменьшаются. Увели-

> чение расстояния $\overline{h} = \frac{h}{d_a}$ от среза сопла до преграды приводит к уменьшению давления в критической точке, а также – к снижению продольного градиента давления в окрестности этой точки. К этому же результату приводит также уменьшение

> > степени нерасчетности струи п.

Р н с. 2.2. Распределение давления по поверхности преграды ($M_a = 1, d_a = 15, 8$ мм): O $-n = 6; \times -n = 8; \Delta -n = 11; + -n =$ = 14; $\bullet -n = 16$



2.1.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЛОЯХ СМЕШЕНИЯ СТРУЙ

Уровень пульсаций давления на преграде тесно связан с турбулентностью в слое смешения струи.

Турбулентность определяется интенсивностью турбулентности (для продольной <u>и</u> поперечных составляющих скорости), спектром пульсаций скорости $({u'}^2(f), {v'}^2(f), {w'}^2(f))$ и интегральными масштабами турбулентности $(l_{mx} - вдоль оси Ox, l_{my} - вдоль оси Oy, l_{mz} - вдоль оси Oz):$

$$\epsilon_{x0} = \sqrt{u'^{2}} / u_{10}; \ \epsilon_{y0} = \sqrt{v'^{2}} / u_{10}; \ \epsilon_{z0} = \sqrt{w'^{2}} / u_{10};$$

$$\epsilon_{x} = \sqrt{u'^{2}} / u_{i}; \ \epsilon_{y} = \sqrt{v'^{2}} / u_{i}; \ \epsilon_{z} = \sqrt{w'^{2}} / u_{i};$$

$$l_{mx} = \int_{0}^{\infty} R'_{x}(x) dx; \ l_{my} = \int_{0}^{\infty} R'_{y}(y) dy; \ l_{mz} = \int_{0}^{\infty} R'_{z}(z) dz.$$



Рис. 2.3. Пульсации давления в критической точке преграды Бир При С. 2.3. Пульсации давления в критической точке преграды Скор



Обозна - ченне	0	Δ	X		+	•	
ма	1	2,5	3	3	3	3,27	5
n T _{ov}	ا 280	6 280	0,44 2801200	0,4; 0,6 280	1 2100	0,5 280	310 280



Р н с. 2.4. Распределение интенсивности турбулентности в сечении струи: $\bigcirc -\overline{h} = 8$: $\bullet -\overline{h} = 10$: $X - \overline{h} = 12$; $\triangle -\overline{h} = 17$ при $M_a = 0,3$; $d_a = 55$ мм по данным работы [1]: \blacksquare . $\blacktriangle -\overline{h} = 20$: $M_a = 0,18$: $d_a = 13$ мм; \blacktriangle , X, \bigcirc , \bullet , $\triangle - для \epsilon_x/\epsilon_{x1}$; $\blacksquare - для \epsilon_y/\epsilon_y$

Здесь u', v', w' – пульсации продольной и поперечных составляющих скорости; u_{10} – скорость течения на оси начального участка струи; u – местная скорость; R'_x , R'_y , R'_z – коэффициенты корреляции.

Вдоль оси дозвуковой струи на начальном и переходном участках при увеличении расстояния от среза сопла интенсивность турбулентности $\epsilon_{x1} = (\sqrt{u'^2}/u_1)_1$, $\epsilon_{y1} = (\sqrt{v'^2}/u)_1$ быстро возрастает (изменение ϵ_{x1} для $M_a = 0.18$; $\operatorname{Re}_d = 5 \cdot 10^4$ показано на рис.2.3). На основном участке струи изменение ϵ_{x1} и ϵ_{y1} происходит менее интенсивно. На всем протяжении основного участка относительные среднеквадратичные значения (ϵ_{x1}) амплитуд продольных составляющих пульсаций скорости превышают в 1.5...1,8 раза значения ϵ_{y1} для поперечных составляющих. На рис.2.4 представлена зависимость $\epsilon_x/\epsilon_{x1} = \psi(y/R_1)$ для основного участка дозвуковой струи ($M_a = 0.18$ и 0.3; $\overline{h} = 8...20$), полученная обработкой

экспериментальных данных. Для разных M_a и \overline{h} значения ϵ_x/ϵ_{x1} образуют единую универсальную зависимость, которая на рис.2.4 указана непрерывной линией. Следует отметить, что при $/\eta| < 0.35$ имеет место соотношение $\epsilon_x/\epsilon_{x1} \approx 1(\eta = y/R_1)$. Зависимость ϵ_y/ϵ_{y1} от η тоже удовлетворительно апроксимируется функцией $\psi(\eta)$.

Отнесем среднеквадратичные значения амплитуд пульсаций продольной скорости $\sqrt{u'^2}$ в турбулентном слое смешения начального участка струи к максимальному значению $(\sqrt{u'^2})_{max}$ в этом слое. В этом случае относительные значения интенсивности турбулентности удовлетворяют соотношению [152]

$$\overline{u'^2}/(\overline{u'^2})_{max} = 1 - 1.35\eta_m - 81\eta_m^2 + 320\eta_m^3.$$

Здесь $\eta_m = (y - 0.5d_a)/h; y$ – отсчитывается от среза сопла в направлении, перпендикулярном линии тока. Максимальные значения интенсивности турбулентности (ϵ_x) и (ϵ_x) в слое смещения начального участка струи при $M_a = 0, 1...1, 7; \text{ Re}_d = 10^4...2, 2\cdot 10^6$ составляют (ϵ_x) тах = 0, 12...0, 17; (ϵ_x) тах = 0, 25...0, 35.

При натекании основного участка турбулентной струи на плоскую преграду большого размера ($R_{np}/R_1 \ge 2$, R_{np} – радиус дисковой преграды) критическая точка преграды расположена на линии тока, которая совпадает с осью струи. Интенсивность турбулентности на этой линии тока для расстояний от среза сопла $\overline{h} = 15...100$ и чисел $M_a = 0,3...1,7$ и $Re_d = 1,7\cdot10^4...2\times10^6$ меняются в диапазоне от $\epsilon_{x1} = 0,2$ до $\epsilon_{x1} = 0,3.$

Интенсивность турбулентности зависит в основном от отношения скоростей u_m/u_{m0} струи (u_{m0} – скорость на границе слоя смешения начального участка струи; u_m – максимальная скорость в слое смешения на начальном, переходном или основном участках струи). Поэтому на рис.2.5 приведены данные изменения $\overline{\epsilon}_x$ от этого параметра. Здесь $\epsilon_x = \epsilon_{x1}$ при $h/h_c \ge 2$ и $\overline{\epsilon}_x = (\epsilon_x)_{max}$ при $h/h_c \le 2$; ($\epsilon_x)_{max}$ – максимального и переходного участков струи (h_c – длина начального участка струи).



Р и с. 2.5. Зависимость китенсивности турбулентности є от относительной скорости u_m/u_m (M_a = 0,15...1,67; Re_a = 2.10⁴...2.10⁶)

Непрерывная линия - расчет, выполненный с помощью соотношения

$$\overline{\epsilon_x} = 0,175(u_m/u_{m0})^{n_1}(u_{\bullet}/u_{m0})^{-1}.$$

Для начального участка струи скорости u_{\bullet} и u_{m} ; u_{m} u_{m0} и u_{m} = = u_{m0} ; для основного участка имеем $u_{\bullet} = u_{m} = u_{1}$; $n_{1} = -0, 2$.

Безразмерный спектр пульсаций продольной составляющей скорости $\overline{\sigma_{\mu}} = \sqrt{f_0} (\sigma_{1\Gamma_{\mu}}/\sigma_{\Sigma})_{\mu}$ в слое смещения начального участка турбулентной струи при $M_a = 0.27$; $Re_d = 5.4 \cdot 10^4$; $d_a = 63.5$ мм; $\overline{h} = 3$ и 5 приведен на рис.2.6. Здесь $\sigma_{\Sigma \mu} = {u'}^2$; $f_0 = u_f/\delta$; δ – толщина слоя смешения; Sh = f/f_0 . Точка измерения располагалась в середине слоя смещения при $u_{j}/u_{10} = 0.6.$ Для Sh > 0.5 имеет место $\Phi_{\mu} = (\overline{\sigma_{\mu}})^{2} \sim (Sh)^{-5/3}$, что характерно для спектра интенсивности развитой турбулентности в турбулентных слоях смешения. При Sh «



Рис. 2.6. Безразмерный спектр пульсаций продольной скорости в слое смешення начального участка струн (М = = 0,27; d_{a} = 63,5 MM): $----- x/d_a = 5; ---- x/d_a = 3$

пульсаций скорости определяется максимумом, положение которого определяется $f_{\max} \sim u_{\kappa}/l_{m}$, где u_{κ} – скорость конвекции вихрей; l_{m} – интегральный масштаб турбулентности. Скорость конвекции суммарных турбулентных пульсаций скорости (для f = 20...20000 Гц) в зоне максимальной интенсивности турбулентности слоя смешения начального участка струи равна ($u_{\kappa}u_{a} = 0,5...0,6$). Интегральные масштабы турбулентности l_{mx} и l_{my} пропорциональны толщине слоя смешения δ , которая линейно возрастает с увеличением расстояния от среза сопла h.

Рассмотрим распределение интенсивности турбулентности в области взаимодействия дозвуковой струи с преградой. При приближении к преграде вдоль оси струи местное относительное значение интенсивности турбулентности возрастает, увеличиваясь примерно в два раза вблизи преграды по сравнению со случаем без преграды. Относительные спектры интенсивности турбулентности в области взаимодействия $\bar{\sigma}_u$ подобны спектрам, приведенным на рис.2.6, причем при Sh > 0,5 $\Phi_u = (\bar{\sigma}_u)^2 \sim (\text{Sh})^{-5/3}$. В области взаимодействия струи с преградой уменьшается относительный масштаб турбулентности l_{mx}/R_1 при приближении к преграде.

2.1.3. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Уровень пульсаций давления на преграде непосредственно связан с интенсивностью турбулентности в набегающей струе. Так, на оси начального участка дозвуковой струи уровень турбулентности мал. Именно поэтому на поверхности преграды, установленной на начальном участке дозвуковой струи, суммарный уровень пульсаций давления также низкий (см. рис.2.1). На основном участке струи интенсивность турбулентности вниз по потоку уменьшается. Это и обусловливает на этом участке снижение уровней пульсаций давления на преграде при ее удалении от среза сопла (см. рис.2.1).

Пульсации давления на преграде зависят от расстояния h между преградой и срезом сопла, формы преграды, ее размера, угла наклона преграды к оси струи и газодинамических параметров струи: скоростного напора q перед преградой и температуры торможения T_0 . Для дозвуковых струй размер преграды a слабо влияет на суммарные и спектральные характеристики пульсаций давления.



градой уменьшается. Это вызывает снижение суммарного уровня пульсаций

давления на преграде $L_{\Sigma * p}(\sigma_{\Sigma * p})$ (рис.2.7).При увеличении T_0 в 5...7 раз суммарный уровень может понизиться на 4...6 дБ. Но отношение $\sigma_{\Sigma_{\rm KD}}/q_{
m i}$, как показывают эксперименты, проведенные при различных значениях То, практически не зависит от То. Скоростной напор непосредственно влияет на турбулентность, а следовательно, и на пульсации давления на преграде. Поэтому при обобщении материалов по суммарным уровням пульсаций давления на преграде в качестве определяющего параметра используется местный скоростной напор перед преградой. На рис.2.3 собраны экспериментальные данные по суммарным значениям пульсаций давления о в критической точке плоской преграды, установленной перпендикулярно оси струи (a = 90°). По оси ординат отложено отношение $\sigma_{\sum_{k=0}}/q_1$, где q_1 – скоростной напор на оси свободной струи в сечении расположения преграды, а по оси абсцисс – отношение h/d_i , где d_i – диаметр струи, образующейся при изоэнтропическом расширении потока от **р** до **р**. Представленные на рис.2.3 экспериментальные данные образуют обобщенный график, который в первом приближении не зависит от М, л. На рис. 2.3 для сравнения нанесен график изменения вдоль оси дозвуковой струи относительных среднеквадратичных значений пульсаций скорости $\sqrt{u'^2}/u_1 (u_1 - средняя скорость на оси), а также результаты измерения среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций полного давления$ $<math>\sigma_{\Sigma tw}$ вдоль оси свободной струи. Зависимости $\sigma_{\Sigma kp}/q_1$, $\sqrt{u'^2}/u_1$ и $\sigma_{\Sigma tw}/q_1$ от h/d_j удовлетворительно согласуются между собой. На этих зависимостях можно выделить три характерные области: область с малыми относительными значениями $\sigma_{\Sigma kp}/q_1$, примерно соответствующую начальному участку $h/d_j < 5$; область быстрого возрастания этих уровней, обусловленных смыканием на оси слоев смешения ($5 < h/d_j < 20$), и область слабого изменения относительных уровней, соответствующую основному участку струй $h/d_j > 20$. Так как отношение максимального размаха колебаний (Δp) _{тах} (Δp)

 $σ_{\Sigma}: \frac{(\Delta p)_{\text{max}}}{\sigma_{\Sigma}} ≈ 5,$ то при $h/d_j > 20$, как следует из рис.2.3, максималь-

ные размахи колебаний давления в центре преграды по порядку величин численно равны скоростному напору q_1 . Отметим, что на начальном участке для сверхзвуковых струй отношение $\sigma_{\Sigma \kappa p}/q_1$ получается больше, чем для дозвуковых струй.

Развитие турбулентности в струях определяется не только расстоянием от среза сопла h, но и рядом других факторов: интенсивностью скачков уплотнения, начальной степенью турбулентности, а для многосопловых двигательных компоновок – также их геометрией и т.д. Поэтому турбулентность в струях более полню (чем h/d_{j}) характеризуется параметром $\Delta p = \frac{p_0 - p_{\infty}}{p_{\kappa p} - p_{\infty}}$, который определяет потери полного давления, происшедшие в струе перед преградой. Здесь $p_{\kappa p}$ – давление, измеренное с помощью трубки Пито на оси в сечении располо-

жения преграды.

В координатах $\sigma_{\Sigma \kappa p}/q_1$ и $\Delta \overline{p}$ удовлетворительно коррелируют не только все данные для одиночных струй, но и также соответствующие данные для многосопловых компоновок при расположении преграды на участке, где все струи уже слились в единую суммарную струю. Анализ показывает,

σΣ/σΣκρ	··				т	·····
0.8				<u>\</u>		
0.6		+		۶ ۹		
	•					Ar Ai
+				A A		
		æ		<u> </u>		€¤≠
—2 Р н с. 2 давлення вдоль	-1 .8. Расп преграды пр	ределение и различны	0 среднен ых углах	квадратичны натекания :	1 х значен	<i>2 ∆г/R,</i> ний пульсаций
Обозначение				Δ	▽	•
ма	3	3	, 2	0,8	0,8	1
п	0,5	0,2.	.0,3	1	1	1
h/d a	10	2	5	15	2	2443
a, °	40				90	
м ₁				< 1		
Обозначенне	ø	+	▼			Å
ма	0,7	0.7	0,7	3,5		3,5
n	1	1	1	0,2	5	0,681.1
h/d _a	10	24	27	23	. 34	2,32,4
a, ö	90	60	45	90		90
M		< 1				> 1

что при $\Delta \overline{p} > 8 \cdot 10^2$ величина $\sigma_{\Sigma \kappa p}/q_1$ не зависит от $\Delta \overline{p}$

$$\sigma_{\Sigma \kappa p}/q_1 \approx K; \ K \approx 0,4. \tag{2.1}$$

На основном участке струи интенсивность турбулентности снижается в направлении от оси к периферии. Поэтому на этом участке уровень пульсаций давления вдоль преграды при удалении от точки торможения

также снижается. Это иллюстрируют данные, приведенные на рис.2.8. На этом рисунке представлены графики распределения суммарного значения амплитуды пульсаций давления вдоль преграды при $h/d_a > 2...45$ и углах $a = 30...90^{\circ}$. Здесь Δr – расстояние от критической точки вдоль преграды; $R_1 = d_1/2$ – радиус невозмущенной струи перед преградой, за который принят радиус, где скорость течения 0,5 u_1 (u_1 – скорость газа на оси). Экспериментальные данные образуют два обобщенных графика: один соответствует дозвуковым скоростям газа в набегающем потоке перед преградой ($M_1 < 1$), а второй – сверхзвуковой скорости газа на оси перед преградой ($M_1 > 1$).

При наклоне преграды интенсивность пульсаций снижается. В этом случае нормальная к поверхности преграды составляющая скоростного на-



Р и с. 2.9. Изменение среднеквадратичного значения амплитуд пульсаций давления в точке, расположенной на оси струи, в зависимости от угла натекания:

Обозна - чение	0	ø	×	•	+	•	
Ma	3	3	3,2	3,5	3,5	3,5	3,5
п	0,4 0,6	0,4 0,6	0,75	0,25	0,25	0.25	0,25
h/d a	10	6	12	17,4	23	27	32

пора (а именно она в основном определяет уровень пульсаций) уменьшается. На рис.2.9 собраны экспериментальные данные по суммарным уровням пульсаций давления на преграде для точки, расположенной на оси струи. В этой точке уровень пульсаций снижается в зависимости от а более интенсивно, чем sina. Это объясняется тем, что при наклоне преграды не только снижается нормальная составляющая скоростного напора, но и происходит смещение критической точки от точки пересечения оси струи с преградой. Что же касается максимальных значений (σ_{Σ}) на преграде, то отношение ($\sigma_{\Sigma}/\sigma_{\Sigma90}$ °) в зависимости от а можно представить в следующем виде:

$$(\sigma_{\Sigma} / \sigma_{\Sigma 90}^{\circ})_{\kappa p} = (\sigma_{\Sigma} / \sigma_{\Sigma 90}^{\circ})_{max} = \sin \alpha.$$
(2.2)

Спектральный состав определяется параметрами потока непосредственно перед преградой. Масштаб турбулентности пропорционален диаметру струи d_1 . На основании этого характерная частота турбулентных пульсаций перед преградой $f_0 \simeq u_1/d_1$. Поэтому при обобщении спектральных данных по пульсациям давления на преграде используется безразмерная частота Sh₁ = $f/f_0 = f \frac{-1}{u}$. Так как при переходе от частоты f к безразмерной частоте \mathbf{Sh}_1 единичная полоса частот увеличивается в d_1/u_1 раз, то и энергия пульсаций в этой полосе также возрастает в d_1/u_1 раз. Исходя из этого, при обобщении спектров используют безразмерное значение $\overline{\sigma_1} = \frac{\sigma_1 \Gamma_u}{\sigma_s} \sqrt{u_1/d_1}$. На рис.2.10 в безразмерных координатах σ_1 и Sh_ приведены многочисленные экспериментальные данные по спектральным уровням пульсаций давления в критической точке на нормально установленной преграде (a = 90°). В указанных координатах все экспериментальные данные по относительным спектральным значениям в критической точке при $M_a = 0, 2...3, 5; n = 0, 2...6, 0; h/d_a = 10...100;$ T = 270...2100 К образуют в первом приближении единый обобщенный спектр пульсаций давления. На рис.2.10 для сравнения приведены также спектры пульсаций, полученные при натекании плоской струи на преграду. В этом случае за размер d, принята ширина струи перед преградой. Видно, что спектры пульсаций давления плоской струи согласуются с со-



Рис. 2.10. Обобщенный спектр пульсаций давления в критической точке преграды (а = 90°):

Обозка - чение	Ma	n	h/d _j	M	Примечание
11/////	0,23,0	0,41,0	1037	< 1	Т _{ок} - 2801200 К
0	13,5	0,216	17100	< 1	$T_{0\kappa} = 2802100 \text{ K}$
р	3,2	0,75	17	> 1	
•	1	6	60	> i	
V	3,2	0,75	8	> 1	
A	1	1	2443	< 1	Плоская струя
///////	0,64,1	0.11	3100	< 1	T _{0к} = 2802100 К

ответствующими данными для осесимметричных струй. На рис.2.10 помимо результатов спектрального анализа для дозвуковых скоростей непосредственно перед преградой ($M_1 < 1$) приведены также соответствующие результаты при сверхзвуковых скоростях ($M_1 > 1$) на режимах, при которых автоколебания отсутствуют. Из рис.2.10 следует, что и при $M_1 > 1$ спектральные уровни в основном удовлетворительно согласуются с обобщенным графиком. Исключение составляют данные, которые были получены при относительно близком расположении преграды от среза согла ($h/d_1 = 8$).

При удалении от критической точки форма спектра несколько трансформируется: при радиальном смещении от центра преграды вследствие растекания струи по преграде и уменьшения ее поперечного размера происходит снижение спектральных уровней на низких частотах и относительное возрастание на высоких. Однако в области, представляющей наибольший интерес $d < d_{1}$, этой трансформацией можно пренебречь.

При оценке пульсационных сил, действующих на нормально установленную преграду, значения коэффициента корреляции R'_r между точкой торможения и точками, расположенными на расстоянии r от оси, могут быть оценены по графику, изображенному на рис.2.11. На этом рисунке представлены данные по R'_r при n = 0, 1...0, 7; $\overline{h} = h/d_a = 17...40$ и $M_1 = 0, 4...0, 7$ в зависимости от числа $Sh_{\kappa} = \frac{2\pi f r}{u_1}$, где u_1 – скорость на оси струи перед преградой. Для каждого r/R_1 при некотором числе Стру-



Р и с. 2.11. Коэффициент корреляции между центром плоской преграды и точкой, расположенной на поверхности преграды на расстоянии *Г* от ее центра:

Обозна - чение	x	Δ	•	•	0	+		6
ма	4,1	4,1	3,5	3,5	3,5	4,1	4,1	4,1
n h	0,2 40	0,21 40	0,25 40	0,68 40	0,25 21	0.2 27	0,1 21	0,1 17,5
M	0,4	0,45	0,4	0,45	0,62	0,65	0,62	0,71
r/R_1	0,04	0,085	0,04	0,17	0,16	0,27	0,02	0,35

халя $\operatorname{Sh}_{\kappa 0} = \langle \frac{2\pi f r}{u_1} \rangle_0$ коэффициент корреляции достигает максимального значения $(R'_r)_{\max}$. Причем уменьшение отношения r/R_1 ведет к увеличению $(R'_r)_{\max}$. При числах $\operatorname{Sh}_{\kappa} > \operatorname{Sh}_{\kappa 0}$ экспериментальные данные образуют единую зависимость

$$R_r' = \exp\left[-0.166\frac{2\pi fr}{u_1}\right]\cos\frac{2\pi fr}{u_1}$$

Для чисел Струхаля ${\rm Sh}_{\kappa} < {\rm Sh}_{\kappa 0}$ происходит расслаивание кривых, что характерно для пульсаций давления гидродинамического типа и связано с тем, что масштаб корреляции примерно равен половине диаметра натекающей струи. Корреляция между двумя точками на преграде определяется размером вихря, взаимодействующего с поверхностью. Если расстояние *г* между точками будет больше, чем поперечный диаметр вихря, то корреляция между этими точками при любых числах Sh будет отсутствовать. В то же время, если расстояние *r* много меньше размера вихря, то при низких числах Sh получим $R'_r \approx 1$. Когда расстояние *r* равно диаметру вихря, то имеем промежуточный случай: при низких числах Sh найдется значение Sh_{к0}, при котором R'_r достигает максимального занчения $(R'_{rmax} < 1)$.

Отметим, что по пульсациям давления от струй в дальнем акустическом поле при наличии преграды проведены лишь отдельные исследования. Результаты этих исследований показали, что по сравнению со свободной струей постановка преграды приводит к существенному возрастанию акустического шума, излучаемого в окружающее пространство. В некоторых случаях за счет установки преграды на участке $h/d_a = 4...6$ мощность акустической энергии возрастает в 1,5...2,5 раза. При малых значениях h зона максимальных пульсаций давления на преграде становится основным источником внешнего акустического излучения в сторону согла. Как показывают эксперименты, за счет установки преграды существенню изменяется не только суммарный уровень излучаемого шума, но также и его спектральный состав. В определенном диапазоне частот, соответствующем частотам турбулентных вихрей, взаимодействующих с преградой, происходит значительное возрастание спектральных уровней. Так, в случае h/d_a

≤ 6 это возрастание около сопла может достигать ~ 15 дБ и более.

При $h/d_a > 10$ увеличение зазора h приводит к монотонному снижению степени влияния преграды на акустический шум в окрестности сопла. Указанное влияние становится пренебрежимо малым по отношению к суммарному уровню начиная с $h/d_a \approx 25...30$, а по отношению к спектральному составу начиная примерню с $h/d_a \approx 35...40$.

2.1.4. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА МАЛОЙ ПРЕГРАДЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ СЛОЙ СМЕШЕНИЯ СТРУИ

Представленные в разд. 2.1.3 данные получены при натекании струи на плоскую преграду, размер которой больше диаметра струи. При уменьшении диаметра преграды, когда он становится много меньше толщины слоя смешения струи, датчик, установленный на преграде, измеряет пульсации полного давления в струе (обычно минимальный диаметр преграды $d_{\rm np}$ в опытах равен диаметру датчика, мембрана которого установлена перпендикулярно направлению скорости потока).

Рассмотрим результаты исследования пульсаций давления, полученные на малых преградах (d < δ) в экспериментах с дозвуковыми или сверхзвуковыми струями, вытекающими в затопленное пространство. Относительные среднеквадратичные значения амплитуд пульсаций давления $\sigma_{\Sigma_{10}}/q_i$ в слое смещения дозвуковой струи (M = 0,6...1) на линии тока *j*, относительная скорость которой $u/u_j \approx 0,5$, приведены на рис.2.12. Здесь о – среднеквадратичные значения пульсаций давления на малой преграде; $q_i = \rho \mu_i^2/2$ – скоростной напор; u_a – скорость на внутренней границе слоя смешения, ось Ox_i – параллельна оси струи. С увеличением относительного расстояния датчика от среза сопла отношение $\sigma_{\Sigma zo}/q_i$ сначала возрастает, а затем при $h/d_a > 4$ остается примерно постоянным и равным 0,35. Пунктирной линией на рисунке нанесено отношение диаметра датчика d_n к толщине слоя смешения δ. При $h/d_n \leq 1$ толщина слоя смешения примерно равна диаметру датчика. Поэтому при этих значениях h/d_a следует ожидать уменьшения величины $\sigma_{\Sigma\Sigma a}/q_i$ из-за сильной неравномерности распределения интенсивности турбулентности поперек слоя смешения (отметим, что максимальное значение интенсивности турбулентности достигается на линиях тока, для которых $u/u_{I} \approx 0.5...0,6$). При



Рис. 2.12. Зависимость относительного среднеквадратичного значения пульсаций полного давления от длины слоя смешения (d = 5...6,25 мм):

○ , • - $M_a = 0.6$; □, ■ - $M_a = 0.76$; Δ , ▲ - $M_a = 1$; ○ , □, Δ - для $d_a = 16$ мм; • , ■, ▲ - для $d_a = 30$ мм; - - - d_d/δ

 $h/d_a \ge 4$ значения d_A/δ равны $d_A/\delta \le 0,2$, и относительная величина $a_{\Sigma 0}/q_j$ практически не изменяется с увеличением продольной координаты h. Как показывают эксперименты, проведенные с дозвуковыми ($M_a = 0,18...1$) и сверхзвуковыми ($M_a = 1...3,5; n = 0,25...11$) струями, на оси основного участка струи относительное значение пульсаций давления сохраняется $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.13 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.13 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.13 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.13 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.13 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.14 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.15 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.16 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.17 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.18 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{\Sigma 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения $a_{Z 0}/q_j \approx 0,35$. На рис.2.19 приведены результаты измерения и местный скоростной напор для диапазона расстояний $y/R_1 = 0...0,6$ (R_1 – радиус струи, ось Oh направлена вдоль оси струи $A_d = 19, 59, 82$ в дозвуковой части основного участка дозвуковой или сверхзвуковой струи реализуется значение $a_{\Sigma 0}/q \approx 0,35$. Отношение $a_{\Sigma 0}/q$ в по-



Рис. 2.13. Профиль относительных среднеквадратичных значений $\sigma_{\sum \omega}/q$ в струе: $\chi, \nabla - M_a = 1; n = 11; \odot . \bullet - M_a = 0.61; \Delta . \bullet - M_a = 0.76;$ $\Box, \blacksquare - M_a = 1; \bullet . \bullet . \bullet . = -\overline{h} = 9.5; \odot . \Delta . \Box - \overline{h} = 19; \nabla - \overline{h} = -59; \chi - \overline{h} = 82$

перечном сечении струи примерно постоянное при $y/R_1 = 0...0,3$, а затем с возрастанием y/R_1 увеличивается. Обработка результатов экспериментов по пульсациям давления с привлечением данных по интенсивности турбулентности позволяет для оси струи и для линии тока *j* турбулентного слоя смешения получить зависимость относительного суммарного значения от интенсивности турбулентности

$$\sigma_{\Sigma x a}/q = k_0 \epsilon, \qquad (2.3)$$

где $\epsilon = \sqrt{u'^2}/u$ — местная интенсивность турбулентности, u — продольная составляющая местной скорости, u' — пульсация продольной составляющей скорости; $k_0 = 1,65$.

Безразмерный спектр пульсаций давления в слое смешения дозвуковой струй, полученный с помощью малой преграды, представлен на рис.2.10. Здесь $\overline{\sigma}_{uv} = \sqrt{f_0}\sigma_{1\Gamma u}/\sigma_{\Sigma}$ — относительная спектральная плотность пульсаций давления; $\mathrm{Sh}_1 = f/f_0$ — число Струхаля; f_0 — характерная частота $f_0 = u_f/\delta$ — для слоя смешения начального участка и $f_0 = u_1/2R_1$ — для основного участка турбулентной струи. Спектр универсален относительно $M_a = 0, 6...3, 5; n = 0, 25...16; \mathrm{Re}_d = \frac{\rho_a u a a}{\mu_a} = 2 \cdot 10^5 ... 10^7; \overline{h} = h/d_a = 0.05 ...16$

= 1...100; y/R_1 = 0...0,7. При числах ${\rm Sh}_1 > 0,5$ относительная спектральная плотность изменяется пропорционально $({\rm Sh}_1)^{-5/6}$. Спектр мощности интенсивности пульсаций давления Φ_{ω} пропорционален $a_{1\Gamma_{\rm u}}^2$ т.е. при ${\rm Sh}_1 > 0,5$ имеет место $\Phi_{\omega} \sim ({\rm Sh}_1)^{-5/3}$. В области развитой турбулентности зоны смещения спектр мощности интенсивности турбулентности Φ_{μ} при ${\rm Sh}_1 > 0,5$ также изменяется по закону $\Phi_{\mu} \sim ({\rm Sh}_1)^{-5/3}$.

На рис.2.10_проводится сравнение спектрального состава пульсаций давления $\sigma = \sigma(\mathbf{Sh}_1)$ на плоской преграде, характерный размер которой больше диаметра_струи ($a = 90^{\circ}$), с соответствующим составом пульсаций давления $\sigma_{w} = \sigma_{w}(\mathbf{Sh}_1)$ в свободной струе. Как видно из рис.2.10, на низких частотах $\mathbf{Sh}_1 < 2$ спектры пульсаций давления в свободной струе и на преграде удовлетворительно согласуются между собой. Однако на высоких частотах $\mathbf{Sh}_1 > 3$ спектры пульсаций давления $\sigma_w(\mathbf{Sh}_1)$ превышают в 1,5...2 раза соответствующие спектры $\overline{\sigma}(\mathbf{Sh}_1)$ на преграде. Это означает, что на низких частотах энергия пульсаций давления полностью переходит в пульсации давления на преграде, а на высоких частотах частотах частотах и не доходит до преграды.

В результате корреляционного анализа, исследования взаимной спектральной плотности, коэффициентов и масштабов корреляции можно сделать следующие выводы:

 а) случайный процесс пульсаций давления на малой преграде, помещенной в турбулентный слой смешения, подчиняется нормальному закону распределения;

б) относительные интегральные масштабы корреляции на основном участке турбулентной струи (вблизи ее оси) примерно постоянны $l_m/R_1 \approx 0.3$ (при $M_a = 3.5$ и n = 0.68);

 в) с увеличением частоты пульсаций давления местные масштабы корреляции уменьшаются.

2.1.5. УСЛОВИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Полное моделирование

Критериями подобия при натекании струи на плоскую преграду являются следующие безразмерные газодинамические параметры:

а) для дозвуковой струи M_a , $\text{Re} = \rho_a u \frac{d}{a} / \mu_a$; u/a_∞ ; $T_{0\kappa} / T_\infty$; $\kappa = \frac{c_p}{c_v} - \frac{c_v}{c_v}$

состав продуктов сгорания;

б) для сверхзвуковой струи к этим параметрам добавляется степень нерасчетности $n = p_{d}/p_{\infty}$.

При моделировании должно быть также выдержано геометрическое подобие: форма и размеры преграды модели должны быть подобны форме и размеру преграды летательного аппарата (ЛА), относительное расстояние от среза сопла до преграды модели $h = h/d_a$ равно значению h ЛА, угол взаимодействия струи с преградой a для модели равен углу a для ЛА.

В случае выполнения указанных условий газодинамического подобия (при полном геометрическом подобии) поля пульсаций давления для сплошной составляющей спектра от струи на поверхности модели и ЛА подобны. В этом случае безразмерные параметры, характеризующие пульсации давления на модели и летательном аппарате,

$$\frac{\sigma_{\Sigma}}{\rho_{\infty}}; \ \sigma^{\circ} = \sqrt{f_{1}} \frac{\sigma_{1\Gamma u}}{\sigma_{\Sigma}}; \ Sh = \frac{f}{f_{1}}$$
(2.4)

где **f₁ = u_a/d_a,** равны между собой. Отсюда получим формулы для пересчета

$$L_{\Sigma_{\rm H}} = L_{\Sigma_{\rm N}} + 20 \lg \frac{(p_{\infty})_{\rm H}}{(p_{\infty})_{\rm N}}; \qquad (2.5)$$

$$(L_{1\Gamma_{u}})_{H} = (L_{1\Gamma_{u}})_{N} + 10ig \frac{(u_{a})_{N}}{(u_{a})_{H}} + 20ig \frac{(p_{\infty})_{H}}{(p_{\infty})_{N}}; \qquad (2.6)$$

$$f_{\rm H} = f_{\rm N} m \, \frac{(u_{a})_{\rm H}}{(u_{a})_{\rm N}}; \tag{2.7}$$

$$m = (d_a)_{\rm M} / (d_a)_{\rm H}.$$
(2.8)

Здесь индекс "н" – для натурных условий (условий ЛА); "м" – для модели; *т* – характеризует масштаб модели.

Для коэффициента корреляции

$$R'_{\rm H}(\bar{r_0}, fr_0/u_{\phi}) = R'_{\rm N}(\bar{r_0}, fr_0/u_{\phi}).$$
(2.9)

Частичное моделирование

Обычно практически невозможно осуществить полное моделирование в соответствии со всеми указанными критериями подобия. В частности, практически невозможно обеспечить на модели такие же числа Re, как на летательном аппарате. Кроме того, не удается получить относительные температуры $T_{0\kappa}/T_{\infty}$ и относительные скорости u_d/a_{∞} такие же, как для условий ЛА. Экспериментальные исследования показывают, что для турбулентного течения в слое смешения струй при $10^5 < \text{Re}_d < 6\cdot 10^6$ уровни пульсаций давления при изменении числа Re сохраняют постоянные значения. Относительные температура $T_{0\kappa}/T_{\infty} = 1...10$; относительная скорость $u_d/a_{\infty} = 0, 6...10$ и параметр $\kappa = 1, 2...1, 4$ практически не влияют на относительные значения $\overline{\sigma_{\Sigma}} = \sigma_{\Sigma}/p_{\infty}, \ \overline{\sigma_1} = \sqrt{f_1}\sigma_{1\Gammau}/\sigma_{\Sigma}$. Это дает возможность получить формулы для пересчета данных модельных испытаний на натурные условия при частичном моделировании (при этом не соблюдается моделирование по числу Re > 10⁵; $T_{0\kappa}/T_{\infty}$; u_d/a_{∞} ; κ):

$$\left(\frac{\sigma_{\Sigma}}{q_{1}}\right)_{H} = \left(\frac{\sigma_{\Sigma}}{q_{1}}\right)_{N}; \qquad (2.10)$$

$$\left[\sqrt{f_0} \quad \frac{\sigma_{1\Gamma u}}{\sigma_{\Sigma}}\right]_{\rm H} = \left[\sqrt{f_0} \quad \frac{\sigma_{1\Gamma u}}{\sigma_{\Sigma}}\right]_{\rm N}; \qquad (2.11)$$

$$Sh_{\mu} = Sh_{N}; Sh = f/f_{0}; f_{0} = u_{1}/2R,$$
 (2.12)

где $q_1 = \frac{\rho_1 u_1^2}{2}$ скоростной напор на оси струи вблизи преграды.

2.2. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ С ДИСКРЕТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

При расположении нормально установленной плоской преграды на начальном участке сверхзвуковой нерасчетной струи могут возбуждаться пульсации давления с интенсивной дискретной составляющей в спектре. Такие пульсации, возбуждаемые в системе, состоящей из сопла и преграды, используются в лабораторной и технической практике для получения мощного акустического поля и интенсификации некоторых технологических процессов, например: распыления топлива, сушки без повышения температуры, разрушения горных пород, теплообмен между струями и обтекаемой поверхностью и т.д. В некоторых случаях наличие таких пульсаций создает потенциальную опасность возникновения резонансов, приводящих к сильным вибрациям и усталостному разрушению элементов конструкции.

Было установлено, что при взаимодействии преграды с начальным участком сверхзвуковой нерасчетной струи в зависимости от зазора h между соплом и преградой наблюдаются различные режимы течения: стационарные и нестационарные с колебаниями на разных дискретных частотах: либо на низкой (режим сильной неустойчивости), либо на высокой (режим слабой неустойчивости). При расположении преграды вблизи сопла течение стационарное и колебания практически отсутствуют. При удалении от сопла при h = h внезапно появляются интенсивные автоколебания, соответстиюнарное и колебания практически отсутствуют. При удалении от сопла при h = h внезапно появляются интенсивные автоколебания, соответствующие сильной неустойчивости. По мере возрастания h амплитуда колебаний уменьшается, и имеется диапазон h, в котором автоколебания полностью отсутствуют. При дальнейшем увеличении h возникают регулярные колебания, но с частотой, в 3...4 раза большей, соответствующие слабой неустойчивости. Вслед за режимом слабой неустойчивости вновь идет зона без автоколебаний. Далее преграда попадает на следующий участок яченстой структуры струи и при n < 1 все процессы, перечисленные

выше, могут вновь повториться.

С точки зрения практики наибольший интерес представляют низкочастотные пульсации с большой амплитудой. Поэтому дальше рассматривается только этот режим. Физический механизм этих пульсаций связан с характером распределения статического давления на пластине. На рис.2.14 представлены типичные графики распределения статического давления вдоль нормально установленной плоской преграды при натекании сверхзвуковой нерасчетной струи. В зависимости от зазора *h* между соплом и

¹Для струй с n > 1 значения h_{H}^{+} возрастают при увеличении M_{a} и n.



преградой максимум давления реализуется либо в центре, либо на некотором удалении от центра преграды. Пульсации с дискретной составляющей, как правило, реализуются при наличии периферийного максимума давления. Физически механизм низкочастотных пульсаций связан с "запиранием" центральной низконапорной части струи (см. гл. 5). Эта часть струи не всегда в состоянии преодолеть периферийный максимум давления, расположенный по окружности на преграде. В результате низконапорный газ скапливается перед преградой вблизи оси. Это приводит к перестройке течения, давление в центральной зоне возрастает и становится выше периферийного максимума. После этого происходит выброс газа из центральной зоны, давление в этой зоне понижается и весь процесс повторяется вновь. В соответствии с изложенным механизмом отвод низ-


конапорного газа из центральнорй зоны, например через отверстие (рис.2.15), просверленное в преграде, устраняет условия для возникновения низкочастотных пульсаций. Действительно, проведенные опыты показали, что путем создания в центре преграды небольшого отверстия (в данном случае d > 0,13d) можно полностью подавить пульсации с дискретной составляющей. На такие пульсации существенно влияет также утол наклона a преграды. На наклонной преграде условия для вытекания центральной струйки низконапорного газа являются более благоприятными, чем на перпендикулярной (a = 90°). Поэтому при a < 90° низкочастотные пульсации происходят с меньшей амплитудой, чем на преграде с a = 90°. И по экспериментальным данным при углах наклона a < 60° пульсации с дискретной составляющей, как правило, уже не реализуются. Подтверждением изложенного выше механизма низкочастотных пульсаций служат также опыты с преградами небольших размеров. Пульсации с дискретной составляющей обычно не реализуются, когда поперечные размеры преграды настолько малы, что периферийный максимум на преграде отсутствует.

Для случая недорасширенных струй стационарное течение нарушается, когда преграда начинает влиять на положение центрального скачка уплотнения. Для сверхзвуковых недорасширенных струй предложено также следующее объяснение механизма образования дискретной составляющей. Согласно этому объяснению автоколебания развиваются от малых возмущений вследствие потери устойчивости течения. При этом область дозвукового течения между диском Маха и преградой является своего рода резонатором. Звуковые волны, излучаемые из резонатора во внешнее пространство. достигают сопла И порождают на границе струи возмущения, которые распространяясь от сопла к преграде, усиливаются. Взаимодействие последних с колебаниями в резонаторе при подходящих амплитудно-фазовых соотношениях и приводит к возникновению автоколебаний. Расчеты, выполненные по описанной схеме, согласуются с экспериментальными данными.

Эксперименты показывают, что при фиксированных значениях относительного размера преграды $\frac{d}{d_n} = \frac{d}{n} \frac{d}{a}$ и числа M_a автоколебания в недорасширенных струях реализуются в некотором диапазоне степени нерасчетности *п*. Для преград конечных размеров автоколебания прекращаются при *n*, при которых размер диска Маха становится больше преграды и поверхность преграды обтекается дозвуковым потоком.

В случае перерасширенных струй при удалении преграды от среза сопла может реализовываться несколько участков с дискретной составляющей (рис.2.16). Периферийный максимум в распределении



ΔL,,дБ

Р и с. 2.16. Изменение суммарных уровней пульсаций давления в центре перпендикулярной к оси струи преграды в зависимости от положения преграды:

Обозначение	Ø	۵	▽	0	•
Ma	2	2	3	3.2	4
n	3	2	1	0,75	0,55

давления и низкочастотные пульсации возникают при размещении преграды приблизительно в конце ячеек нерасчетности, в зонах между точкой пересечения скачков на оси (или диском Маха) и концом ячеек нерасчетности. Это иллюстрируют представленные на рис.2.16 графики пульсаций давления в критической изменения суммарного уровня L точке преграды. На этом рисунке показано относительное расстояние z/l, от конца первой ячейки до преграды (l, – длина второй ячейки). По оси ординат отложена разность $[L_{\Sigma \kappa p} - (L_{\Sigma \kappa p})_{max}]$, где $(L_{\Sigma \kappa p})_{max}$ максимальный суммарный уровень, реализуемый в конце первой ячейки. Повышенные значения $L_{\Sigma \kappa p} - (L_{\Sigma \kappa p})$ на рис. 2.16 указывают области существования дискретной составляющей в пульсациях давления на Протяженность областей Δh , внутри которых реализуются преграде. низкочастотные пульсации, для преград с размером $d_n > d_n$ может достигать (0,3...0,5)l.

На участке существования дискретной составляющей при удалении пре-



ø.	ø	_	для	одного	сопла;	+.	-0-	-	для	четырех	сопел
----	---	---	-----	--------	--------	----	-----	---	-----	---------	-------

f max	0	ø	Δ	▼	۵	¤	D	д	-0-
f _{min}	•	۶		•	۲	×		×	+
ма	2	1	3	3	1	1,5	2	1.5	5
ħ	3	2	1	1,5	2,6 3,3	2 7,5	2.3 4.4	3,8	3 9

грады от сопла в связи с увеличением длины акустической связи частота дискретного тона монотонно уменьшается. На рис.2.17 в тех же безразмерных координатах $\mathbf{Sh} = \frac{fd}{a_{\infty}} \mathbf{u} \mathbf{M}_{j}$, которые используются при обобщении частот дискретного тона для свободных струй (см. гл.1), представлены данные как по максимальным значениям $(f_{a})_{max}$, соответствующим началу возникновения дискретной составляющей, так и по минимальным значениям $(f_{a})_{max}$, соответствующим концу участка с дискретной составляющей. Помимо результатов для одиночных струй на рис.2.17 представлены также соответствующие данные для четырехсопловой компоновки. Здесь же для сравнения приведен обобщающий график для частоты дискретной составляю



Р и с. 2.18. Максимальные суммарные уровни пульсаций давления на преграде в критической точке при режиме автоколебаний:

Обозначение	ма	d_, мм	п
0	1	8	1,93,8
ø	2	30	13
b	3	30	15
•	3,2	31,5	0,75
0	1,5	40	2
▼	2,02,5	1015	0,453

ющей в случае свободной струи без преграды. Данные по частотам дискретной составляющей при взаимодействии струи с преградой удовлетворительно согласуются с соответствующими данными для частот дискретного тона свободной струи: частоты, соответствующие началу реализации дискретного тона в пульсациях давления на преграде, расположены несколько выше, а частоты, соответствующие концу этой реализации, – несколько ниже графика для свободной струи. На участках режима слабой неустойчивости колебания происходят с более высокой частотой, превышающей частоты основного тона в 3...4 раза (на рис.2.17 эти данные не приведены).

Вдоль зоны существования дискретной составляющей суммарное значение σ_{Σ} сильно изменяется. На режиме с дискретной составляющей максимальная величина $\sigma_{\Sigma kp}$ в критической точке перпендикулярно установленной преграды может быть оценена по экспериментальным данным, собранным на рис.2.18. Здесь $p_{\rm kp}$ – давление на преграде в критической точке. Так как на режимах с максимальными суммарными уровнями пульсаций основной вклад в них вносит дискретная составляющая, то приближенно



Р н с. 2.19. Днаграмма направленности на режиме автоколебаний при $M_a = 1.55$: n = 3.3 н $h/d_a = 3$

можно считать, что в этих случаях среднеквадратичное значение амплитуды дискретной составляющей $\sigma_{\mathbf{A}.\mathbf{Kp}} \approx \sigma_{\mathbf{\Sigma}\mathbf{Kp}}$. Следует заметить, что на режимах низкочастотных пульсаций наиболее высокие уровни дискретных составляющих реализуются не в точке

пересечения преграды с осью струй, а на участках преграды, расположенных на некотором удалении от оси, в районе периферийного максимума статического давления. На этих участках уровни пульсаций давления могут быть в 1,5...2 раза больше приведенных выше данных для критической точки. При наклоне преграды, т.е. при уменьшении угла а амплитуда дискретной составляющей снижается.

При низкочастотных пульсациях в окружающую среду излучается акустический шум с интенсивностью дискретной составляющей. Основным источником этого шума является зона взаимодействия струи с преградой. В дальнем акустическом поле при удалении от этой зоны уровень дискретной составляющей снижается по закону $\sigma \sim 1/r$, где r – расстояние от зоны взаимодействия. Основная часть акустической энергии распространяется под небольшим углом к оси струи в сторону сопла. На рис.2.19 представлена типичная диаграмма направленности акустического шума при пульсациях с дискретной составляющей. Эта диаграмма построена по результатам измерений в точках $r/d_a = 6...8$ при натекании струи с $M_a = 1,55$; n = 3,3 на преграду, установленную в сечении $h/d_a = 3$.

Дискретный тон может возникать на нормально установленной преграде не только при натекании сверхзвуковой, но и дозвуковой струи [9]. Физический механизм этих колебаний обусловлен обратной акустической связью. Вихри, которые образуются в струе на выходе из сопла, распространяются со струей, взаимодействуют с преградой и возбуждают акустический шум в окружающей атмосфере. В свою очередь, этот шум воздействует на основание струи и усиливает интенсивность вихрей. По экспериментальным данным при 0,5 < M_a < 1 дискретная составляющая может реализовываться, когда h/d_a < 7,5. При удалении преграды от среза сопла в связи с удлинением пути обратной акустической связи частота автоколебаний снижается по формуле Sh = 0,5...0,23(h/d_a –

$$-1) + 0,02\left[\left(\frac{h}{d_a}\right) - 1\right].$$

Глава 3. ПУЛЬСАЦИИ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ

Пульсации донного давления на многосопловых компоновках, так же как и само донное давление, зависят от очень многих геометрических (расположения сопел, формы кормовой части) и газодинамических параметров. Определяющими газодинамическими параметрами являются: число Маха на срезе сопла M_{a} , степень нерасчетности $n = p_{a}/p_{\infty}$, а также относительная скорость истечения u_a/a_{∞} (или относительная температура торможения струи T_0/T_{∞}). Поэтому предвидеть пульсации донного давления для сложной компоновки заранее без предварительного экспериментального исследования в настоящее время не представляется возможным. Важным геометрическим параметром для пульсаций донного давления при наличии струй является относительная площадь свободных протоков между выступающими за днище частями сопел. По относительной площади свободных протоков определяют, к какому классу относится та или иная зона донной области. Обычно различают зоны, закрытые для втекания атмосферного воздуха, открытые для втекания внешнего потока и с промежуточной схемой течения.

К закрытым зонам (рис.3.1, *a*) относятся центральные зоны днища <u>пр</u>и плотном расположении сопел с малой площадью протока между ними (S =

= $\frac{S_{np}}{S_a}$ < 0,14, где $S_a = \sum_{i=1}^{N} F_{ai}$; F_{ai} – площадь выходного сечения i

сопла), а также центральные зоны при неплотном расположении сопел, но на режиме "запуска" донной области, т.е. на больших высотах полета. Открытые зоны (см. рис.3.1,б) – это периферийные зоны днища или центральная зона при редком кольцевом расположении сопел, когда эжектирующее влияние струй пренебрежимо мало. Компоновки с открытой центральной зоной часто называют открытыми компоновками, а компоновки



Р и с. 3.1. Схемы течений в донной области компоновки: 1 — корпус: 2 — сопло: 3 — закрытая зона: 4 — открытая зона: *а* компоновка с закрытой зоной: *б* — компоновка с открытыми зонами



Р и с. 3.2. Основные геометрические параметры днища

с закрытой центральной зоной – закрытыми компоновками. Зоны с промежуточной схемой течения – это те же открытые зоны, но в которых эжектирующее действие струй на донное давление велико.

Основные геометрические параметры компоновки кормовой части показаны на рис.3.2 (приняты следующие обозначения $d_c = d_c/d_a$ – относительный диаметр окружности, проходящий через центры сопел; $\Delta x/d_i$ – относительный разнос; l_c/d_i – относительный вынос).

Источниками пульсаций донного давления являются: вихревые турбулентные течения газа, которые непосредственно соприкасаются с поверхностью днища; нестационарность течения B лонной области. которая образуется при взаимодействии струй друг с другом; шум выхлопных струй. Первые два источника превалируют в закрытых зонах, а третий – в открытых зонах. Пульсации донного давления в закрытых зонах, так же как и течение в донной области, определяются в основном параметрами выхлопных струй и, как правило, весьма слабо зависят от параметров внешнего потока. В отличие от этого в открытых зонах пульсации давления существенно зависят еще и от внешнего потока.

3.1. ПУЛЬСАЦИИ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ ЗА ТЕЛАМИ БЕЗ СТРУЙ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЕРЕД ДОННЫМ СРЕЗОМ

При дозвуковых скоростях аэродинамическое сопротивление большинства тел в основном определяется донным разрежением. Чем короче тело, тем больше его донное сопротивление и тем интенсивнее течение в донной области. Поэтому при уменьшении длины тела уровни пульсаций донного давления, как правило, возрастают. Это иллюстрируют данные, приведенные на рис.3.3. На этом рисунке представлены результаты измерения относительных суммарных среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций донного давления σ_{5}/q_{∞} при турбулентном пограничном слое для различных осесимметричных тел. По оси абсцисс отложена относительная длина тела l/d, где d – диаметр заднего днища. При l/d > 5 отношение $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty} \approx 0.015$, а при $l/d_{\pi} \approx 0$ (тонкий диск) $-\sigma_{\Sigma}/q_{\infty} \approx 0.07$. Для тел с большим удлинением l/d > 5 изменение формы кормовой части слабо влияет на суммарные значения пульсаций донного давления. Так, установка на продольно обтекаемом цилиндре в его кормовой части юбки с d/d < 1,25 или обратного конуса с d/d < 1,6 приводит к увеличению L₅ всего лишь на 2...3 дБ (здесь d₁₁ – диаметр цилиндра). Форма днища также практически не влияет на суммарное значение пульсаций донного давления. Результаты измерения σ_{γ} на цилиндре с плоским и с полусфе рическим днищем показали, что на участках, расположенных в зоне отрыва, значения о, на обоих днищах примерно одинаковы. Для тел с фиксированной точкой отрыва на кромке днища суммарные уровни пульсаций давления вдоль поверхности днища изменяются слабо. При малых дозвуковых скоростях (М < 0,4) повышенные уровни (на 3...5 дБ) отмечаются вблизи кромки донного среза, однако при числах M > 0,5, наоборот, более высокие уровни (на 2...3 дБ) наблюдаются в районе центра днища (рис.3.4). Такой характер распределения уровней пульсаций по поверхности днища обусловлен тем, что при малых скоростях потока существенный вклад в пульсации донного давления вносят срывающиеся крупномасштабные вихри, а при более высоких скоростях потока основным источником пульсаций становится турбулентность в обратной струе, которая натекает на поверхность днища, причем в основном на его центральную область.





Р и с. 3.3. Среднеквадратичные значения пульсаций давления в донной области различных тел при М ≤ 1:

Обозна - чения	Форма тела	M _∞	<i>d</i> , mm	Re 10 ⁻⁶	
	Цилиндр	0,60,85	160460	1,36	
ø	•	0,20,3	127	_	
A	Конус, а = 8°	0,7	50	-	
Δ	Затупленное тело	0,150,9	100	-	
•	Шар	0.60.8	200	1,72,5	
0	Диск	0.60.95	160	1.33.0	
٥	Короткое тело	0,50,7	130	-	

Р и с. 3.4. Распределение относительных среднеквадратичных значений пульсаций донного давления по днищу цилиндра при $M_{\infty} = 0, 6...0, 85;$ Re_d = (1,3...2,5)10⁶; d = 160 мм

На рис.3.5, а показано распределение $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$, зависящее от числа M_{∞} для цилиндра, обтекаемого дозвуковым потоком в продольном направлении. При $M_{\infty} = 0, 6...1$ параметр $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ сохраняет примерно постоянные значения, так что в первом приближении суммарное значение амплитуд пульсаций донного давления изменяется прямо прогорционально скоростному напору набегающего потока q_{∞} . Однако для некоторых тел,



Р н с. 3.5. Среднеквадратичные значения пульсаций давления и коэффициент корреляции в донной области при М ≤ 1:

— в донной области короткого тела; • , Х — в донной области цилиндра; ^O — при натекании дозвукового участка осесимиетричной струи на плоскую преграду; — расчет

таких как шар, конус и др., отношение $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ сохраняется неизменным только в диапазоне небольших чисел $M_{\infty} < 0, 6...0, 8$. При $M_{\infty} > 0, 6...0, 8$ из-за изменения характера их обтекания среднеквадратичное значение пульсаций донного давления снижается. Для тел с фиксированной точкой отрыва при турбулентном режиме течения спектры пульсаций донного давления сискретных составляющих. В этом случае спектральные значения, представленные для безразмерных параметров Sh = f/f_0 и $\overline{\sigma} = \sqrt{f_0}\sigma_{1\Gamma_u}/\sigma_{\Sigma}$ (здесь $f_0 = u_{\infty}/d$) обобщаются в универсальную зависимость. Максимум относительных значения $\overline{\sigma}$ реализуется при Sh = 0, 1...0, 3.

Для течения в донной области характерной длиной и скоростью являются диаметр днища d и скорость набегающего потока u_{∞} . Следовательно, характерная частота колебаний для этого течения $f_0 = u_{\infty}/d$. Поэтому при обобщении спектров пульсаций донного давления было выбрано число Sh = f/f_0 . В связи с тем, что при переходе от частоты f к безразмерной частоте Sh полоса частот увеличивается в f_0 раз, следовательно, во столько же раз увеличивается энергия



Для тел, у которых точка отрыва не фиксирована, в спектрах пульсаций донного давления могут наблюдаться дискретные составляющие. Эти составляющие, как правилю, четко наблюдаются в окрестности точки отрыва. Однако и вдали от точек отрыва такие составляющие также отмечаются, хотя и имеют более низкий уровень. Частоты этих дискретных составляющих соответствуют числам Sh \cong 0,17. Ориентировочно уровень дискретной составляющей может достигать $\sigma_{\mu} = = 0,01q_{\mu}$.

Коэффициент корреляции пульсаций донного давления R' в общем случае является функцией двух основных переменных: частоты f и расстояния между коррелируемыми точками Δx . При увеличении f и Δx коэффициент R', как правило, уменьшается.

На рис.3.5,6 для донной области цилиндра, обтекаемого потоком в продольном направлении, проведен график зависимости коэффициента корреляции в третьеоктавных полосах частоты от параметра $2\pi i r/u_{\bullet}$. Здесь r – расстояние между точками измерений, одна из которых расположена в центре днища ($r = \Delta x$); u_{\bullet} – скорость в донной области на оси струи обратных токов.

В окрестности максимальных спектральных уровней функция R' от двух



переменных Δx и *f* приближению может быть заменена функцией от одной переменной $\Delta x/\lambda$, т.е. от относительного расстояния, выраженного в длинах волн λ .

Наблюдаются две обобщенные зависимости: одна – для тел удлиненной формы, а другая – для коротких тел (типа тонкого диска). Для коротких тел значения R' лежат заметно выше, чем для удлиненных тел. Для всех тел коэффициент корреляции становится пренебрежимо малым при ($\Delta x/\lambda$) > 1/4.

При сверхзвуковых скоростях полета характер течения в донной области слабо зависит от числа M_{∞} . Вследствие этого отношение σ_{Σ}/ρ_{A} . где p_{π} – донное давление, также слабо зависит от M_{∞} . Это иллюстрируют данные, собранные на рис.3.6, *а* для различных тел. С возрастанием числа M_{∞} отношение σ_{Σ}/ρ_{A} монотонно увеличивается с 0,04 при $M_{\infty} = 1,5$ до 0,09 при $M_{\infty} = 6$. Известно, что для коротких затупленных тел донное давление определяется в большей степени числом M_{1} перед донным срезом, чем числом M_{∞} . В связи с этим приведенными на рис.3.6, *а*

зависимостями можно пользоваться также и для коротких затупленных тел, если в качестве характерного числа М принять число Маха на поверхности тела вблизи донного среза. Спектры пульсаций донного давления при $M_{\infty} > 1$ в безразмерных координатах $\frac{\sigma_1 \Gamma_u}{\sigma_{\Sigma}} \sqrt{\frac{u_{\infty}}{d}}$ и $\frac{fd}{u_{\infty}}$ удовлетворительно совпадают с соответствующими спектрами при $M_{\infty} < 1$ (рис.3.7).

3.2. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ СТРУЙ

3.2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ В ЗАКРЫТЫХ ЗОНАХ

Пульсации донного давления в компоновках на участках дниц, заключенных между плотно расположенными соплами, а также на тарельчатых и кольцевых соплах практически не зависят от внешних условий. Существенное влияние внешних условий проявляется лишь на неавтомодельных режимах течения в донной области. Пульсации донного давления на плотных компоновках, так же как и само донное давление, зависят от числа M_a , угла наклона сопел к оси компоновки γ (см. рис.3.2), от формы и размеров центрального тела, установленного между струями, а также от относительной ширины струй.

Для закрытых зон многосопловых компоновок структура течения в донной области близка к структуре течения за телами без струй. Относительные параметры течения в закрытых зонах сравнительно слабо изменяются при значительных изменениях температуры начального подогрева струй. Так, сильное изменение (в 5...10 раз) температуры торможения T_0 приводит к небольшим изменениям (примерно в 1,5...2 раза) относительной температуры в донной области T_A/T_0 . К тому же, как показывают эксперименты, увеличение температуры струи относительно слабо влияет на величину донного давления ρ_A и на его распределение по днищу. Именно поэтому, а также в связи с тем, что основным источником пульсаций донного давления в закрытых зонах является турбулентность самого донного течения, суммарный уровень пульсаций донного давления в закрытых зонах практически не зависит от температуры торможения струй T_0 . Оньты на геометрически подобных

120

моделях показывают, что для закрытых зон не только T_0 , но и другие параметры, такие как масштаб модели, числю Рейнольдса, состав рабочего газа (воздух, продукты сгорания керосина с воздухом, продукты сгорания пороха и т.д.), степень шероховатости сопел, числю M_{∞} внешнего потока слабо влияют на суммарный уровень пульсаций донного давления. Исходя из этого уровень пульсаций донного давления. Исходя из этого уровень пульсаций донного давления какой-либо многосопловой натурной компоновки может быть определен по результатам испытаний геометрически подобной маломасштабной модели на холодном воздухе при соблюдении условий моделирования только по числу M_{α} в выходном сечении сопел модели.

В настоящее время нет систематических данных для создания методики оценок пульсаций донного давления с учетом угла наклона сопел γ , формы центрального тела и толщины струйного потока, внутри которого заключено дно компоновки. Некоторые данные, иллюстрирующие влияние указанных параметров на пульсации донного давления, приводятся ниже.

При наклоне сопла к оси компоновки количество газа, натекающего на дно, увеличивается. В результате донное давление p_{d} и уровень пульсаций этого давления возрастают. Однако, как показывают эксперименты, суммарный уровень пульсаций донного давления возрастает сильнее, чем само донное давление. При отрицательных углах наклона сопел $\gamma(|\gamma| \le 20^\circ)$ суммарное среднеквадратичное значение амплитуд пульсаций донного давления приближенно изменяется как

 $\sigma_{\Sigma} \approx (\sigma_{\Sigma})_{\gamma=0} (1 + 0.21 |\gamma|),$

где $|\gamma|$ – абсолютная величина угла наклона в градусах. Отсюда следует, что при наклоне сопел к оси компоновки на угол $|\gamma| \approx 10^{\circ} \dots 20^{\circ}$ суммарный уровень σ_{χ} может возрасти в несколько раз.

Донная тяга на компоновках с кольцевым расположением сопел может быть увеличина с помощью установки между струями осесимметричного центрального тела. Наличие такого тела, как правило, стабилизирует донное течение и снижает интенсивность пульсаций. Для центрального тела, близкого по форме к усеченному конусу, влияние относительной длины этого тела $l_{u.r} = l_{u.r} / d_{u.r}$ при $\overline{l}_{u.r} < 0.5$ на суммарное среднеквадратичное значение пульсаций донного давления приближенно описывается формулой

$$\sigma_{\Sigma} \approx \sigma_{\Sigma 0} (1 - 0.8 \overline{l}_{u.\tau}),$$

121

где $\sigma_{\Sigma 0}$ – величина σ_{Σ} при $\overline{l_{u,\tau}}$ = 0. Приведенной формулой можно пользоваться также для кольцевых сопел с длинным центральным телом.

Все приведенные выше результаты для закрытых зон пригодны для компоновок, в которых практически отсутствуют протоки между соплами и струями. При наличии таких протоков скорость газа в обратной струе, натекающей на днище, возрастает. Это приводит к увеличению относительного суммарного среднеквадратичного значения амплитуд пульсаций донного давления σ_x/p .

При неавтомодельных режимах течения уровень пульсаций донного давления, как и само донное давление, существенно выше, чем при автомодельном режиме. Это видно из рис.3.8, *a* на котором приведены типичные результаты измерения относительного суммарного значения пульсаций донного давления σ_{Σ}/q_a на тарельчатом сопле с обрезанной обечайкой $\overline{l_{o6}} = \frac{l_{o6}}{l_p} = 0.26$, где l_p – расчетная длина необрезанной обечайки. При малых значениях полного давления p_0 течение в донной области неавтомодельно. При увеличении p_0 такой характер течения сохраняется до точки $A(p_0/p_{co} \approx 55)$. Затем дальнейшее увеличение p_0





приводит к скачкообразной перестройке течения. Течение становится автомодельным, донное давление и суммарный уровень пульсаций давления резко снижаются (от точки A до точки H) и становятся автомодельными. При дальнейшем изменении p_0 течение сохраняется автомодельными (от точки H до точки B), когда $p_A/p_0 = \text{const.}$ Обратный переход к неавтомодельному течению (точка D) происходит лишь при значительном снижении p_0 (точка C). Анализ экспериментов показал, что хотя интенсивность пульсаций существенно зависит от режима течения, отношение σ_{Σ}/p_n относительно слабо зависит от режима течения.

На рис.3.8,6 также показано влияние степени нерасчетности на относительные суммарные значения σ_{Σ}/q_a донной области кольцевого сопла. С ростом *n* наблюдается уменьшение величины σ_{Σ}/q_a . При автомодельном режиме течения пульсашии донного давления на плотных компоновках имеют сплошной спектр без дискретных составляющих. В этом случае течение в донной области плотной компоновки аналогично течению за телами без струй. Скорость на срезе сопла соответствует в первом приближении скорости набегающего потока u_{∞} . Поэтому для обобщения спектров пульсаций донного давления при автомодельных режимах можно использовать те же безразмерные критерии, что и для спектров без струй:

Sh = f/f_1 H $\sigma = \sqrt{f_1} \sigma_{1\Gamma u}/\sigma_{\Sigma}$

где $f_1 = u_a/d$ (см. рис.3.7).

Закрытые компоновки в зависимости от степени нерасчетности могут иметь "запущенные" (автомодельный режим) и "незапущенные" (неавтомодельный режим) донные области. При неавтомодельном течении внешний акустический шум может проникать в донную область. Размеры донной области при неавтомодельном режиме существенно больше соответствующих размеров, образующихся при автомодельном течении (рис.3.9). Поэтому при неавтомодельном режиме течения спектр пульсаций донного давления смещается в сторону более низких частот. В случае неавтомодельного течения в донной области ее размеры зависят от степени нерасчетности *п*. В связи с этим на этих режимах диаметр *d* днища перестанет быть характерной длиной. При этих режимах размер донной области наиболее полно характеризует *x* – расстояние от днища до точки торможения в донной области (см. рис.3.9). Результаты обработки спектров пульсаций



Р и с. 3.9. Сравнение спектров пульсаций донного давления при автомодельном и при неавтомодельном режимах течения (тарельчатое сопло $M_a = 3.8; \ \overline{l}_{o6} = 0.26; 1 - обечайка: 2 - днище):$ ______автомодельный режим, $p_0/p_{\infty} = 58; ----$ неавтомодельный режим,

$$p_0/p_\infty = 20$$

давления в безразмерных координатах с использованием в качестве определяющего размера х показывают, что спектры пульсаций давления, полученные при автомодельных и неавтомодельных течениях, удовлетворительно совпадают. Расстояние х зависит от геометрии компоновки и степени нерасчетности n и может изменяться в широком диапазоне от 1d до 4d. Точно расстояние x может быть определено экспериментально путем измерения распределения полных напоров вдоль оси компоновки. В случае неавтомодельного течения в донной области в спектрах пульсаций донного давления могут присутствовать дискретные составляющие. Как правило, эти дискретные составляющие образуются под воздействием соответствующей составляющей во внешнем аэродинамическом шуме слившейся сверхзвуковой струи. Поэтому частота f_n этой составляющей может быть определена с использованием графика, приведенного на рис. 1.13. Очевидно, что уровень дискретной составляющей в спектре пульсаций донного давления зависит от интенсивности соответствующей составляющей во внешнем акустическом поле, а также от соотношения между частотой f_{a} и частотой собственных колебаний донного объема f. Частота f ≈ $\approx a/\lambda$, где λ длина волны собственных колебаний донного объема. При грубых оценках донная область с точки зрения собственных колебаний может быть аппроксимирована полузакрытой трубой. В этом случае $\lambda_{\text{дон}} \approx 4x_{\text{T}}$. Очевидно, что чем выше уровень дискретной составляющей во внешнем акустическом поле (L,), тем выше уровень аналогичной составляющей в пульсациях донного давления. Также ясно, что колебания в донной области могут легче возбуждаться, когда собственная частота донной области f >> f. Приведенные выше соображения качественно подтверждаются экспериментальными данными. Так, при экспериментах на тарельчатом сопле было найдено, что при разности $\Delta L = (L_{A})_{BH} - L_{I\Gamma u} =$ = 12 дБ, где (L) – уровень дискретного тона во внешней среде, а L_{1Ги} – спектральный уровень сплошной составляющей пульсаций донного давления, дискретного тона в донной области не содержится, а уже при ΔL > 14 дБ он реализуется. Что же касается влияние f_{non} , то при исследовании 24-сопловой компоновки было обнаружено, что при больших размерах донной области, когда $\frac{4x}{\lambda_n} > 1$, т.е.при $\frac{f_{дон}}{f_n} < 1$ дискретный тон не возникает, но уже образуется, когда $\frac{4x}{\lambda}$ < 0,5, т.е. при

$f_{\text{дон}}/f_{\text{d}} > 1.$

Помимо дискретных составляющих, вызванных изгибными колебаниями слившейся струи на кольцевых соглах, а также на многосопловых компоновках с расположением сопел по кольцу, могут возникать дискретные составляющие другого типа, связанные с радиальными колебаниями. Основной особенностью этих составляющих является наличие положительной корреляции между противоположными точками на днище. Частота осесимметричных колебаний может быть как больше, так и меньше, соответствующих частот изгибных колебаний. Уровень осесимметричных пульсаций донного давления существенню зависит от интенсивности процесса догорания в струях и от степени усиления возмущений, приходящих от дальних областей струй, на участке внешняя среда – донная область.

В настоящее время данных по коэффициентам корреляции для пульсаций донного давления в закрытых зонах практически нет. Для оценок коэффициента корреляции по радиусу дница при автомодельном режиме можно пользоваться графиком, приведенным на рис.3.5, *б*, построенным

для тел без струй. Как показали эксперименты, коэффициент корреляции для закрытых зон в координатах R' по Sh = $\frac{fd}{a}$ не зависит от

температуры торможения струи и масштаба модели. Поэтому значения коэффициентов корреляции для натурных изделий могут быть определены на основе испытаний геометрически подобной модели на хололном воздухе. По корреляции в окружном направлении ИЗВЕСТНЫ лишь полученные многосопловой отрывочные свеления. при опытах на компоновке. Было установлено, что при увеличении углового расстояния ∆ψ между рассматриваемыми точками коэффициент корреляции R' интенсивно снижается и при $\Delta \psi = 90^{\circ} R^{\prime} \approx 0$.

В закрытых зонах кольцевых и тарельчатых сопел, а также многосопловых компоновок на центральную часть днища натекает обратная струя. В этих случаях даже при неавтомодельном режиме течение вблизи днища аналогично течению около преграды, установленной перпендикулярно оси набегающей турбулентной струи. В связи с этим для оценок коэффициента корреляции пульсаций донного давления можно пользоваться также данными, приведенными в гл. 2 для взаимодействия струи с преградой.

3.2.2. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ЗА ОСЕСИММЕТРИЧНЫМИ ТЕЛАМИ И В ЗАКРЫТЫХ ЗОНАХ ДОННОЙ ОБЛАСТИ

Пульсации донного давления за осесниметричными телами

В донной области пульсации давления за осесимметричными телами складываются из пульсаций давления, излучаемых от слоя смешения 1, пульсаций от района точки отрыва 2, пульсаций давления от района присоединения 3, пульсаций давления от струи обратных токов, взаимодействующих с донным экраном 4 и пульсаций давления от турбулентного пограничного слоя 5 (см. рис.3.6). Проведенные оценки показывают, что пульсации давления на днище от первого, второго, третьего и пятого источников намного меньше, чем от четвертого источника. Поэтому ниже Предполагается, что пульсации доннного давления при турбулентном режиме течения в донной области определяются в основном взаимодействием дозвуковой струи обратных токов с дном; уровни остальных пульсаций давления по сравнению с уровнем этих пульсаций давления малы и ими можно пренебречь.

Пульсации давления, возникающие при натекании дозвукового участка струи на преграду, были исследованы в гл. 2, в которой получены универсальные зависимости для относительных суммарных значений и безразмерных спектров пульсаций давления. Дозвуковой участок струи обратных токов в донной области за телом можно рассматривать как дозвуковую струю, натекающую на преграду (донный экран) при больших значениях параметра $h = h/d_{p}$, так как в области присоединения оторвавшегося за телом пограничного слоя, откуда берет свое начало обратная струя, происходит значительная дополнительная турбулизация струйного потока за счет интенсивного перемецивания частиц жидкости. Это означает, что для обратных токов при взаимодействии их с плоской преградой – донным экраном (a = 90°) – можно принять K ≈ 0,4. Дадим индекс « Параметрам, относящимся к оси струи обратных токов перед ее взаимодействием с донным экраном (M_, u_, T_, ρ_{\star}, q_{\star} н т.д.). Так как суммарное значение σ_{Σ} в центре донного экрана σ_{Σ} = = Kq_{\bullet} = $K\kappa p_{\pi} M_{\bullet}^2 2$, то для определения σ_{Σ} необходимо знать донное давление р и число М.

Рассмотрим течение в донной области за плоским или осесимметричным телом (см. рис.3.6,6). В донной области давление по оси течения вблизи донного экрана примерно постоянное, затем с возрастанием х повышается в волне сжатия. Турбулентный пограничный слой, оторвавшийся с кромки донного торца, образует турбулентный слой смешения 1. Разделяющая линия тока *j*, проходящая внутри этого слоя, отделяет массу жидкости, участвующую в возвратном течении, от остального потока. Определим скорость на оси течения обратных токов в сечении *b* (см. рис.3.6) на границе изобарической области течения. При этом профили скорости в поперечном сечении слоя смещения и следа описываются универсальной функцией дефекта скорости

$$\frac{u}{u_2} = 1 - \overline{u_m}\varphi(\eta); \ \varphi(\eta) = \frac{u_2 - u}{u_2 - u_m}; \ \eta = \frac{y}{\delta};$$

$$\varphi(\eta) = 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3; \ \frac{u_m}{u_2} = \overline{u_{m1}} = 1 - \overline{u_m}.$$

(3.1)

Здесь индекс 2 — для внешней границы слоя смешения; *т* — для оси течения в сечении *b*. По мере приближения жидкости, находящейся в струе обратных токов, к донному экрану скорость на ее оси изменяется за счет эжекции массы жидкости под действием внешнего потока. Поэтому скорость u_{\bullet} перед взаимодействием струи с экраном меньше u_m . Согласно экспериментальным данным относительная скорость $\overline{u_{\bullet}} = u_{\bullet}/u_2$ для острого конуса, помещенного в поток с $M_{\infty} = 2...3$, составляет 0,18...0,25, а диаметр струи обратных токов $2R_{\bullet}/d = 0,5...0,65$ (здесь d – диаметр донного экрана). Для дозвуковых течения ($M_{\infty} < 1$) $\overline{u_{\bullet}} \approx 0,3$, $2R_{\bullet}/d \approx$ $\approx 0,6$. В дальнейшем с учетом влияния донной температуры значения $\overline{u_{\bullet}}$ и $2R_{\bullet}/d$ примем

$$\overline{u_{\bullet}} \approx 0.23 \sqrt{T_{0\bullet}/T_{02}}, \qquad (3.2)$$

 $2R_d/d \approx 0.6$

где $T_{0^{\phi}}, T_{02}$ — полные температуры в донной области и на внешней границе турбулентного слоя смешения.

Оценим для плоского течения влияние относительной толшины пограничного слоя δ_1/h на относительное суммарное значение $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ (здесь h - половина ширины донного экрана плоского тела). Для этого примем, что соотношения (3.2) справедливы для δ_1/h = 0. Изменение относительной скорости перед доннным экраном при изменении δ,/h примем линейным $\overline{u_{\bullet 1}}/\overline{u_{\bullet}} = \overline{u_{m1}}/\overline{u_m}$. Здесь индекс "1" относится к течению при $\delta_1/h \neq 0$. Из соотношений (3.1) можно определить зависимость $\overline{u_m}$ от числа M_2 для различных значений формпараметра $H = \delta^{\bullet}/\delta^{\bullet \bullet}$, где δ^{\bullet} , δ - соответственно толщина вытеснения и толщина потери импульса. Результаты расчетов влияния относительной толщины пограничного слоя δ_1/h на суммарные значения σ_5/q_{m} для $M_{m} \leq 3,5$ показывают, что только относительно развитые пограничные слои $[lg(\delta_1/h) > -1,8]$ оказывают влияние на пульсации давления (больше чем на 2 дБ). Для практических задач влиянием относительной толщины пограничного слоя на пульсации давления можно пренебречь и использовать для проведения расчетов соотношения (3.2). Отсос (или вдув) массы газа G в донную область увеличивает (или уменьшает) скорость обратных токов и, следовательно, оказывает влияние на суммарные уровни пульсаций давления. На рис.3.10 показано влияние параметра вдува g_{\bullet} на σ_{s}/ρ_{r} . Параметр



Р и с. 3.10. Влияние вдува (отсоса) массы газа в донную область на относительные среднеквадратичные значения пульсаций донного давления: — M₂ = 1,7; — — M₂ = 0,5

$$g_{\phi} = \frac{G}{\rho_2 u_2 h + G} = \frac{H^{\phi\phi}(\overline{u_m}, a_{\phi})}{\overline{u_m}[1 - H^{\phi}(\overline{u_m}, a_{\phi})]}$$

rge $H^{\phi} = \delta^{\phi}/\delta; \ H^{\phi\phi} = \delta^{\phi\phi}/\delta; \ a_{\phi}^2 = \left[1 + \frac{2}{(\kappa - 1)M^2}\right]^{-1}$

Используя формулу (3.2) и соотношение $a_{\Sigma}/q_{\bullet} = K$, получим следующие основные расчетные формулы, удобные для дальнейшего использования:

$$\frac{\sigma_{\Sigma}}{p_{\pi}} = \frac{K\kappa M_{\bullet}^2}{2}, \quad \frac{\sigma_{\Sigma}}{q_{\infty}} = K \left[\frac{M_{\bullet}}{M_{\infty}}\right]^2 \frac{p_{\pi}}{p_{\infty}}, \quad (3.3)$$

где $M_{\bullet} = \overline{u_{\bullet}} M_2 \sqrt{\tau_2 / \tau_{\bullet}}$; $\tau = (1 + 0.5(\kappa - 1)M^2)^{-1}$; K = 0.4. Из приведенных соотношений следует, что для расчета уровней пульсаций давления требуется знание донного давления p_n .

Результаты расчета пульсаший давления и сравнение их с экспериментальными данными для пульсаций донного давления за конусом с полууглом раствора а = 8° приведены на рис.3.6,6. Увеличение числа M_{m} набегающего потока приводит к уменьшению $\overline{L} = 20 \lg(\sigma_{n}/q_{m})$. Здесь же представлены данные для затупленного тела и для острого конуса с полууглом раствора 20 и 40°. Расчеты, проведенные для тел разной формы, показывают, что форма тела (конус, сфера, затупленный конус, сферический сегмент-цилиндр) при M > 3 оказывает значительное влияние на σ_{χ}/q_{m} . На рис.3.5, а приведены результаты расчета значений $\sigma_{\rm x}/q_{\rm m}$ за цилиндром и сравнение их с экспериментом при числах M_ < 1. Согласие расчетных и экспериментальных данных наблюдается для дозвуковых течений только для тел относительно большого удлинения 1/d > 5. При малом удлинении экспериментальные данные превышают результаты расчета (например, для диска), что объясняется появлением добавочных вихрей большого масштаба за телами малого удлинения, помещенными в дозвуковой поток.

Для получения спектра пульсаций давления в центре донного экрана используем универсальный спектр, полученный при натекании дозвуковой части струи на преграду $\sqrt{f_0}\sigma_{1\Gamma u}/\sigma_{\Sigma} = \Phi(Sh)$ (см. рис.2.10). Для струи обратных токов в донной области имеем $f_0 = u_{\bullet}/2R_{\bullet}$; $2R_{\bullet}/d = 0.6$; Sh = $= f/f_0$. Результаты расчетов спектров пульсаций донного давления на донном экране конуса представлены на рис.3.7. Расчетные данные сравниваются с данными экспериментальных исследований.

Так как пульсации донного давления определяются струей обратных токов, то коэффициенты корреляции на донном экране могут быть определены с помощью рис.3.5, δ , на котором представлены коэффициенты корреляции R' в зависимости от безразмерной частоты $2\pi i r/u_{\bullet}$ для струи, натекающей на преграду. На этом же рисунке для сравнения также нанесены данные по коэффициентам корреляции, замеренным в донной области цилиндра, обтекаемого дозвуковым потоком в продольном направлении (при расчете u_{\bullet} в донной области цилиндра использовалось первое соотношение (3.2); r – расстояние между точками измерений, одна из которых расположена в центре дница).

130

Пульсации донного давления в кольцевых и тадельчатых соплах

¹ Пульсации донного давления в кольцевых и тарельчатых соплах также зависят от взаимодействия струи обратных токов с днищем. Они могут быть вычислены при помощи соотношений (3.2) и (3.3).

Так как течение в донных областях кольцевых и тарельчатых сопел на автомодельном режиме представляет собой обычное донное течение, имеющее на внешней границе слоя смешения сверхзвуковую скорость, то для получения относительной спектральной плотности можно использовать метод расчета, предложенный для осесимметричных тел, обтекаемых сверхзвуковым внешним потоком.

В неавтомодельном режиме течения, который возникает за счет падения скачка уплотнения с кромки сопла в донную область, донный след увеличивается в диаметре. При этом разделяющая линия тока вблизи донного среза может располагаться параллельно оси течения или даже под некоторым положительным углом β к ней. Длина зоны постоянного давления l_B обычно неизвестна. Величину $2R_{\bullet}$ при проведении грубых оценочных расчетов спектров пульсаций давления можно положить $2R_{\bullet} \approx d$ (диаметру донного экрана).

Пульсации донного давления в закрытых зонах донной области многосопловых компоновок

Рассмотрим сначала компоновки с плотным расположением сопел. На этих компоновках разносы сопел таковы, что газ не протекает между соседними соплами и струями (расход G = 0). Струи компоновки образуют сплошную кольцевую струю, и поэтому течение по своему характеру близко к течению, развивающемуся на кольцевом сопле. Пульсащии донного давления на участках днища, заключенных между плотно расположенными соплами, на автомодельном режиме не зависят от внешних условий в окружающей среде. Пульсации давления на донном экране определяются взаимодействием струи обратных токов с днищем и могут быть рассчитаны по формулам (3.2) и (3.3). В формулах нужно заменить индекс " ∞ " на индекс "a". Относительная спектральная плотность рассчитывается так же, как это было сделано при расчете тел, обтекаемых сверхзвуковым внешним потоком.

Рассмотрим теперь неплотные многосопловые компоновки. В закрытых зонах таких компоновок разносы и выносы сопел таковы, что течение в

донной области полностью определяется взаимодействующими струями, причем струя обратных токов несет массу жидкости в основном только от компоновки. Пульсации донного давления определяются CTDVÄ взаимодействием струи обратных токов с донным экраном и относительные среднеквадратичные значения пульсаций донного давления $\sigma_{\Sigma}/q_{\pm 1} = K;$ $(q_{\pm 1} = \rho_{\pm 1} u_{\pm 1}^2/2)$. Однако расчет осложняется тем, что мы имеем дело также с отводом (или притоком) массы газа (G ≠ 0) из донной области за счет того, что сопла компоновки разнесены (расположены не вплотную друг к другу). Вследствие этого, в расчетах нельзя использовать значение относительной скорости и согласно формуле (3.2), справедливое при отсутствии притока (оттока) массы газа в донную область. Если донное давление компоновки больше, чем давление в окружающей среде, то произойдет отток массы газа из донной области, и поэтому струя обратных токов должна нести больший расход и, следовательно, имеет на своей оси большие скорости и скоростной напор q_,. Отсюда следует, что при взаимодействии этой струи с преградой при **р_л/р_{сс} > 1** суммарные уровни пульсаций донного давления будут больше, чем при $p_{\pi}/p_{\infty} = 1$ или $p_{\pi}/p_{\infty} < 1$.

При уменьшении степени нерасчетности закрытые зоны компоновки могут перейти в открытые. В открытых зонах компоновки при числах M_{∞} внешнего потока $M_{\infty} > 1$ пульсации донного давления определяются взаимодействием струи обратных токов, созданной внешним потоком, с донным экраном. При этом струи компоновки практически не взаимодействуют друг с другом, и жидкость от струй не поступает в струю обратных токов. При увеличении степени нерасчетности наступает момент, когда струя обратных токов несет массу жидкости внешнего потока и струй, т.е. возникает компоновка с промежуточной схемой течения.

3.3. ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ В ЗАКРЫТЫХ ЗОНАХ ДОННОЙ ОБЛАСТИ

Предполагается, что в модельных испытаниях выдержаю геометрическое подобие летательному аппарату, а также подобие по основным газодинамическим параметрам: M_{∞} , M_{a} , $n = p_{a}/p_{\infty}$; число Рейнольдса соответствует турбулентной области течения (в струях и на теле перед точкой отрыва). Так как в закрытой зоне донной области пульсации донного давления определяются струей обратных токов, то при пересчете данных модельных испытаний на условия ЛА при $G \neq 0$ справедливы соотношения (2.9)...(2.12), которые перепишем в следующем виде:

$$\left(\frac{\sigma_{\Sigma}}{q_{\pm 1}} \right)_{\rm H} = \left(\frac{\sigma_{\Sigma}}{q_{\pm 1}} \right)_{\rm M};$$
 (3.4)

$$\left[\sqrt{f_{01}} \frac{\sigma_{1\Gamma_{\mathbf{u}}}}{\sigma_{\Sigma}}\right]_{\mathbf{H}} = \left[\sqrt{f_{01}} \frac{\sigma_{1\Gamma_{\mathbf{u}}}}{\sigma_{\Sigma}}\right]_{\mathbf{N}}; \quad (\mathbf{Sh}_{1}^{0})_{\mathbf{H}} = (\mathbf{Sh}_{1}^{0})_{\mathbf{N}}; \quad (3.5)$$

$$R'_{H}(Sh_{1})_{H} = R'_{N}(Sh_{1})_{N}; f_{01} = \frac{u_{\bullet 1}}{2R_{\bullet}}; Sh_{1} = \frac{2R_{\bullet}f}{u_{\bullet 1}},$$

где индекс "м" – для модели, "н" – для ЛА.

Из-за наличия вдува или отсоса массы газа в донную область определение скорости u_{ϕ_1} связано со значительными трудностями. Поэтому формулы целесообразно привести к более удобному для расчетов виду, умножив обе части соотношений (3.4), (3.5) соответственно на $(M_{\phi_1}^2)_{\mu}$; $\sqrt{1/(M_{\phi_1})_{\mu}}$; $1/(M_{\phi_1})_{\mu}$:

$$(\sigma_{\Sigma}/\rho_{A})_{H} = (\sigma_{\Sigma}/\rho_{A})_{M} \tilde{a}_{N}^{2}; \qquad (3.6)$$

$$\left[\sqrt{f_0} \frac{\sigma_{1\Gamma \mu}}{\sigma_{\Sigma}}\right]_{H} = \left[\sqrt{f_0} \frac{\sigma_{1\Gamma \mu}}{\sigma_{\Sigma}}\right] \frac{a_R}{\tilde{a}_N}; Sh_{\mu} = Sh_{\mu} \tilde{a}_{\mu} \tilde{a}_R; \qquad (3.7)$$

$$R'_{\rm H}({\rm Sh}_{\rm H}) = R'_{\rm N}({\rm Sh}_{\rm N}), \qquad (3.8)$$

где

Sh =
$$fd/a_{\bullet 1}$$
; $a_{N} = (M_{\bullet 1})_{H}/(M_{\bullet 1})_{N}$
 $\tilde{a}_{R} = a_{RH}/a_{RN}$, $a_{R} = 2R_{\bullet}/d$.

Формулы (3.6)...(3.8) являются общими соотношениями при пересчете модельных данных для закрытых зон донной области многосопловых

компоновок как при вдуве $G_{+} \neq 0$ (отсосе $G_{-} \neq 0$), так и при отсутствии вдува (отсоса) G = 0. Они содержат значение скорости звука в донной области $a_{\bullet 1}$. Влияние вдува (или отсоса) учитывается параметром $\widetilde{a}_{...N}$ Пересчет модельных данных зависит от того, имеет ли место вдув (или отсос) массы газа в донную область и совпадает ли полная температура вдуваемого газа T_{0+} с полной температурой газа в донной области T_{0a} .

Экспериментальные исследования, проведенные на моделях различного масштаба (при температуре вдуваемого, отсасываемого) газа $T_0 = 300...3000$ K), показали, что в соотношениях (3.6)...(3.8) можно приближению положить $\tilde{a}_{_{N}} = \tilde{a}_{_{R}} \approx 1$ при вдуве (отсосе) газа с температурой $T_{_{0+}} = T_{_{0,1}}(T_{_{0-}} = T_{_{0,2}})$. Если G = 0, то также имеет место $\tilde{a}_{_{N}} = \tilde{a}_{_{R}} = 1$.

Глава 4.

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНАХ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Перед выступами, за уступами, в выемках, за плохо обтекаемыми телами часто возникают стационарные и нестационарные отрывные течения. В зависимости от наличия или отсутствия точки присоединения пограничного слоя стационарные зоны отрыва подразделяются на зоны закрытого и открытого типа. К закрытым зонам относятся, например зоны отрыва перед ступенькой. Примером зоны отрыва открытого типа является зона отрыва потока от стенок сопла при отсутствии внешнего потока.

Как показывает эксперимент, максимальные пульсации давления в стационарных закрытых зонах отрыва возникают в окрестностях точек отрыва и присоединения пограничного слоя [3, 17]. Поэтому при определении пульсационных нагрузок особенно важно знать пульсации давления в этих точках. Пульсации давления в районе точки отрыва возбуждаются пристеночным турбулентным пограничным слоем, а в районе точки присоединения – турбулентным слоем смешения, взаимодействующим с поверхностью. Это различие характеризует различие в спектральных характеристиках пульсаций давления в указанных районах.

Примером нестационарного отрывного обтекания является сверхзвуковое обтекание цилиндра с установленной перед ним иглой (оси

потока, цилиндра и иглы совпадают). Течение в выемке (при определенных ее размерах) также является примером нестационарного отрывного течения. При нестационарных отрывных течениях в спектре пульсаций давления возникают дискретные составляющие, которых обычно нет в спектре шума стационарной отрывной зоны.

4.1. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ВЫЕМКАХ

Интенсивные пульсации давления могут возникать в открытой выемке (в такой выемке разделяющая линия тока соединяет переднюю и заднюю кромки), вызывая нестационарные колебания во внешнем потоке. В качестве примера указанного явления на рис.4.1 приведена нестационарная картина течения в окрестности выемки, вырезанной на конусе, полученная на аэробаллистической установке. В сверхзвуковом потоке возмущения сносятся потоком, образуя сложную картину распространения колебаний.

Пульсации давления в выемке зависят от относительных геометрических (рис.4.2) и газодинамических параметров: длины $\overline{l} = l/h_1$, ширины $\overline{b} = b/h_1$, глубины $\overline{h} = h_1/h_2$, радиусов скругления $\overline{r} = r_1/h_1$ и $\overline{r_2} = r_2/h_2$, присутствия козырьков у передней и задней стенок $\overline{z_1} = z_1/h_1$, $\overline{z_2} = z_2/h_2$ и углов наклона стенок a_1 и a_2 ; M_1 , Re = $\rho_1 u_1 x/\mu_1$, Re_l = $\rho_1 u_1 l/\mu_1$, T_0/T_w , δ_1/h_1 . Здесь δ_1 – толщина пограничного слоя перед выемкой, h – глубина выемки.





Рис. 4.2. Схемы выемок

4.1.1. НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ДЛЯ ЛАМИНАРНОГО И ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ В СЛОЕ СМЕШЕНИЯ ВЫЕМКИ

Рассмотрим нестационарную картину, полученную с помощью скоростного фоторегистратора (500 тыс. кадр/с) при обтекании выемки сверхзвуковым потоком. Сначала остановимся на случае турбулентного течения в пограничном слое перед точкой отрыва. Возмущения, зародившиеся у переднего края, распространяются над выемкой в направлении ее заднего края. Скорость их распространения, отнесенная к скорости внешнего потока u_1 , равна $c' = c/u_1 = 0.5$ (для $M_1 = 2$). Таким образом, один из источников пульсаций давления расположен на переднем крае выемки, и возмущения, создаваемые этим источником, распространяются в сверхзвуковой области течения. Второй источник возмущений расположен на заднем крае выемки. Возмущения от этого источника распространяются как в сверхзвуковом внешнем потоке, так и внутри выемки. При этом вследствие взаимодействия слоя смешения с задней стенкой образуется волна давления, которая распространяется внутри выемки и достигает передней стенки. Отразившись от нее, эта волна движется обратно к задней стенке. Скорость распространения этих волн близка к скорости звука в выемке. Третьим источником возмущений внешнего потока является весь слой смешения, генерирующий звуковые волны, которые перемещаются в направлении, перпендикулярном к разделяющей линии тока, и одновременно сносятся потоком.

На достаточно больших расстояниях в безградиентном сверхзвуковом потоке за высмкой сплошпая картина возмущений вырождается в более простую картину с регулярными волнами сжатия от первого и второго источников.

В слое смешения над выемкой наблюдаются вихри крупного масштаба. Они образуются у переднего края выемки и смещаются по потоку, быстро увеличиваясь в размере. При взаимодействии таких вихрей с задним краем выемки образуется большое "вздутие" в слое смешения. Все вихри перемещаются приблизительно с одинаковой скоростью. Размеры мелких вихрей увеличиваются значительно медленно, и их форма остается почти неизменной.

Скорость u_{μ} движения крупномасштабных вихрей $\epsilon_{\kappa} = u_{\kappa}/u_{1} = 0,45...$...0,65. Описанная выше картина течения наблюдается в случае коротких и длинных выемок в плоских и осесимметричных течениях. Угол наклона задней стенки а, не влияет на нестационарную картину течения, которая наблюдается при а, < 135°. За выемкой из слоя смешения формируется пограничный слой, в котором образуется цепочка крупных вихрей, следующих друг за другом почти с одинаковым шагом l_h . Для сверхзвуковых течений с $M_1 = 1, 5...2, 1$ относительная величина l_b/l составляет 0,8...1,2. Скорость распространения крупномасштабных вихрей в пограничном слое за выемкой увеличивается по сравнению с их скоростью в слое смешения. На участке s/l = 0,3...0,5 за выемкой она достигает значений, соответствующих є = 0,7...0,8. В турбулентном пограничном слое относительная скорость перемещения вихрей є_{_} ≅ 0,8 [1]. Таким образом, крупные вихри, индуцированные выемкой, на расстояниях s/l > > 0,5 распространяются, по-видимому, так же, как обычно вихри турбулентного пограничного слоя.

Рассмотрим теперь случай ламинарного режима течения в пограничном слое перед точкой отрыва. Увеличенные импульсные теневые фотографии показали, что перед выемкой периодически возникает и исчезает область отрывного течения, имеющая очень малые размеры. В случае ламинарного течения в пограничном слое критический перепад давлений, вызывающий отрыв пограничного слоя, мал. Поэтому, когда по выемке к переднему краю приходит волна сжатия, создается перепад давлений, превышающий



Рис. 4.3. Картина течения (М_{со} = 0,6; а = = 15[°]):

) ____ — — — акустические волны

критический, вследствие чего происходит микроотрыв пограничного слоя перед выемкой.

Давление в зоне этого отрывного течения определяется акустической волной, поэтому оно достигает максимума, а затем падает. Соответственно зона отрывного течения сначала увеличивается, а затем сокращается и исчезает. Перед зоной отрыва пограничного слоя образуется скачок уплотнения, который перемещается вверх по потоку одновременно с увеличением длины отрывного течения, затем останавливается и перемещается в обратном направлении. После исчезновения зоны микроотрыва пограничного слоя перед выемкой он сносится потоком.

При дозвуковых течениях М = 0,6 (рис.4.3) акустические волны,

излучаемые выемкой, распространяются навстречу потоку, причем источник акустических возмущений располагается на задней кромке выемки. На поверхности тела за выемкой формируется пограничный слой, в котором образуется цепочка крупных вихрей, особенно четко заметных на фотографии в слое смешения донной области конуса. Эти вихри следуют друг за другом примерно с одинаковым шагом l_{k} .

4.1.2. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ВЫЕМКЕ

Рассмотрим результаты экспериментального исследования пульсаций давления в выемке прямоугольной формы, т.е. в выемке, у которой $a_1 = a_2 = 90^\circ$, $\overline{h} = 1$, $\overline{r_1} = \overline{r_2} = \overline{z_1} = \overline{z_2} = 0$. Уровни пульсаций давления представлены в безразмерном виде

$$L_{\Sigma} = 20 \lg \frac{\sigma_{\Sigma}}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{\rho_1}, \ L_{\Delta f} = 20 \lg \frac{\sigma_{\Delta f}}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{\rho_1}, \tag{4.1}$$

где σ_{Δf}, σ_Σ – среднеквадратичные значения амплитуд пульсаций давления 138 в полюсе частот $\Delta f = 10$ Гц и 20 кГц; $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па; p_{ct} – стандартное атмосферное давление; p_1 – статическое давление в потоке.

Суммарные уровни

Экспериментальные исследования показывают, что при относительной ширине выемки $\overline{b} = b/h \ge 2$ автомодельный по числу Рейнольдса режим течения возникает при $\text{Re} \ge 2 \cdot 10^6$ (при турбулентном режиме течения в пограничном слое перед выемкой). При $\text{Re} < 2 \cdot 10^6$ уменьшение числа Re приводит к увеличению суммарных уровней L_{Σ} . Ниже рассмотрим выемки, относительная ширина которых равна $\overline{b} \ge 2$ и число $\text{Re} \ge 2 \cdot 10^6$.

Эксперименты показывают, что уровни пульсаций давления на задней стенке выше, чем на передней стенке и дне выемки. Максимальные пульсации давления реализуются на задней кромке. На рис.4,4, а представлены суммарные уровни пульсаций давления на задней стенке выемки при изменении ее длины. Можно видеть, что при увеличении \overline{l} выемки уровни L_{Σ} возрастают. Изменение параметра T_0/T_{ω} в диапазоне от 1 до 1,6 практически не влияет на L_{Σ} . Относительная толщина пограничного слоя перед его отрывом $\delta_1/h = 0,1...0,4$ тоже не оказывает замет-



Рис.4.4. Влияние относительной длины выемки и числа Маха набегающего потока на суммарные уровни пульсаций давления на задней стенке выемки при $a_1 = a_2 = 90^\circ$; Re = $(2...8) \cdot 10^\circ$; $\overline{y} = \frac{y}{h} = 0.5$: \circ — эксперимент; — расчет по формуле (4.6); $a - M_1 = 3.7$; $\delta_1/h = 0.2$; $T_0/T_{w} = 1...1.6$; $\delta - \overline{l} = 2$; $\delta_1/h = 0.3$; $T_0/T_{w} = 1$

ного воздействия на пульсации давления. Увеличение числа M_1 перед выемкой приводит сначала к некоторому возрастанию уровня L_{Σ} (при $M_1 \approx 2$), что объясняется появлением интенсивной дискретной составляющей в спектре пульсаций давления, а затем по мере увеличения $M_1 - \kappa$ небольшому снижению уровня пульсаций давления (за счет уменьшения уровня дискретной составляющей при $M_1 > 2,5$ см. рис.4.4,6).

Высокие уровни пульсаций давления на задней стенке определяются взаимодействием турбулентного слоя смешения со стенкой. На передней стенке пульсации давления регулируются двумя процессами: а) распространением шума от места взаимодействия слоя смешения с задней стенкой; б) взаимодействием струи обратных токов, возникающих в выемке, с передней стенкой. При малых длинах l скорость обратных токов незначительна и пульсации давления на передней <u>с</u>тенке определяются распространением шума от задней стенки. При l > 5 основное влияние на пульсации давления на передней стенке оказывают обратные токи.

Спектры

Характерные спектры пульсаций давления, измеренные в выемке, приведены на рис.4.5. В зависимости от числа M_1 , относительной длины выемки \overline{l} , числа Re в спектрах пульсаций давления возможно появление дискретных составляющих, которые могут превышать уровень сплощного спектра на 6...15 дБ. Например, при $M_1 = 2,1$; $\overline{l} = 3,2$; Re = $4,5\cdot10^6$; $T_0/T_w = 1$ дискретные составляющие имеют уровень $L_a = 152$ дБ и превышают уровень сплощного шума на 10...12 дБ [2]. При этом спектр пульсаций давления модели без выемки не содержит дискретных составляющих, а интенсивность сплошного шума в диапазоне частот f = 500...5000 Гц находится на уровне $L_{\Delta f} = 115...120$ дБ. Таким образом, среднеквадратичные значения амплитуды резонансных колебаний давления в выемке превышают среднеквадратичные значения амплитуды резонансных колебаний давления в выемке превышают среднеквадратичные 10...40 раз, а в выемке – в 4 раза.

Рассмотрим зависимость безразмерной частоты резонансных колебаний давления $Sh_{\mu} = \int_{a}^{a} l/u_{1}$ в прямоугольной выемке от параметров M_{1} , Re,



Рис. 4.5. Спектры пульсаций давления в выемке при $M_1 = 2,1; h = 24.5$ мм; $\overline{l} = 3.3; x/l = 1; \overline{y} = 0.7; - - T_0/T_w = 1; - T_0/T_w = 1.6$

 $T_0/T_{m}, \ \overline{l}, \ \delta_1/h, \$ определяющих течение в выемке (M₁ = 0,5...3,7; Re = $= 5.10^4 \dots 6.10^7$, $T_0/T_{w} = 1\dots 2$; $\overline{l} = 1\dots 5$, $\delta_1/h = 0, 1\dots 0, 4$). B исследованном диапазоне изменений параметров число Sh, практически не зависит от длины выемки, числа Рейнольдса, относительной температуры T_0/T_{rel} и относительной толщины пограничного слоя δ_1/h перед его отрывом на переднем крае выемки. Число Струхаля не зависит также от режима течения в пограничном слое перед выемкой (ламинарный, переходный, турбулентный). Наличие перехода в слое смешения при ламинарном режиме течения в пограничном слое перед точкой отрыва не влияет на число Струхаля. Определяющим параметром для безразмерной частоты дискретной составляющей пульсаций давления в прямоугольной выемке является М. На рис.4.6 представлены экспериментальные зависимости числа Струхаля от числа Маха внешнего потока перед выемкой (три тона резонансных колебаний). С увеличением M, Sh уменьшается. Уровень дискретной составляющей в спектре пульсаций давления также уменьшается, и при М, > 3,5 дискретные составляющие исчезают.

На основании нестационарной картины обтекания выемки, представленной в разд. 4.1.1, можно построить метод расчета частот дискретных составляющих в спектре пульсаций давления. Период резонансных колебаний давления в выемке τ_n равен сумме трех величин: времени прохождения вихря от переднего края выемки до ее заднего края $\tau_1 = l/u_{\kappa}$, времени прохождения волны сжатия внутри выемки от заднего края до переднего с учетом времени отражения от стенок τ_0 и времени



Р и с. 4.6. Экспериментальные и расчетные зависимости числа Sh_{A} от числа Маха внешнего потока при $\overline{h} = 1$; $\overline{z_{1}} = \overline{z_{2}} = 0$; $\overline{r} = 0$; $\overline{b} \ge 2$; Re = = $10^{5} \dots 2 \cdot 10^{7}$; $T_{0}/T_{w} = 1 \dots 3$; $\overline{l} = 1 \dots 10$:

О - эксперимент; ----расчет по формуле (4.5)

задержки схода вихря τ_3 , т.е. $\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = \bar{k}\tau_n$, где \bar{k} – номер тона. Это выражение можно записать в виде фазового соотношения

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\bar{k}\pi;$$
 (4.2)

$$\varphi_1 = k_1 l; \ \varphi_2 = k_2 l_{\varphi \varphi} = \operatorname{arctg} \frac{\sum A_i \sin \varphi_i}{\sum A_i \cos \varphi_i},$$
(4.3)

где

$$\varphi_i = k_2 l_i = 2\pi \overline{u_2} l_i^0 \mathrm{Sh}_{\mu}; \ k_1 = 2\pi f_{\mu} u_{\kappa}^{-1}; \ k_2 = 2\pi f_{\mu} a_0^{-1};$$

$$Sh_{a} = f_{a}u_{1}^{-1}; \ \overline{u_{2}} = u_{2}/a_{0}; \ l_{i}^{0} = l_{i}/l;$$

а₀ – скорость звука в выемке; l_i – расстояние от *i*-го источника до переднего края выемки. Пульсации давления внутри выемки зависят от формы ее границ, расположения действительного акустического источника, длины волны колебаний. Действительный источник, как показано в разд. 4.1.1, расположен в месте взаимодействия вихря с задним краем выемки. Мнимые источники строятся методом отражения действительного страния действительного скорость вихра с задним краем выемки.

источника в твердых границах выемки, которые рассматриваются как зермальные поверхности.

Как было показано, для ламинарного пограничного слоя вихрь крупного масштаба образуется в зоне микроотрыва пограничного слоя перед выемкой. Если считать течение в этой зоне квазистационарным, то разрушение микроотрыва будет происходить через $0.25 \tau_n$ (время от максимума давления в волне до нуля) и, следовательно, задержка появления крупного вихря равна $\tau_3 = 0.25 \tau_n(\varphi_3 = \pi/2)$. Тогда из соотношений (4.2) и (4.3) получим

$$Sh_{\mu} = \epsilon_{\kappa} \left[\left[\overline{k} - 0, 25 \right] - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{\frac{\Sigma A_{i} \sin \varphi_{i}}{i}}{\frac{\Sigma A_{i} \cos \varphi_{i}}{i}} \right].$$
(4.4)

Расчет по соотношению (4.4) проводится методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения берется число Sh_{д0}, вычисленное только для одного действительного источника (без отражения волн внутри выемки):

$$Sh_{\mu 0} = \frac{\overline{k} - 0.25}{\overline{u_2} + 1/\epsilon_{\kappa}}$$
(4.5)

Для турбулентного течения в пограничном слое перед выемкой значения φ_1 и φ_2 остаются такими же, как и для ламинарного течения. Если предположить, что для турбулентного пограничного слоя фаза φ_3 равна $\pi/2$, то значение Sh будет определяться соотношениями (4.2)...(4.5), как при ламинарном режиме течения в пограничном слое. Для сверхзвуковой турбулентной зоны смешения значение $\epsilon_{\rm K}$ = 0,45...0,65. В середине турбулентной зоны смешения дозвуковой струи, истекающей в атмосферу, скорость движения вихрей составляет по экспериментальным данным работы [1] $\epsilon_{\rm K}$ = 0,52...0,65. Для проведения расчетов по соотношениями (4.4) и (4.5) примем $\epsilon_{\rm K}$ = 0,6 как для турбулентной, так и для ламинарной зон смешения. Результаты расчета по соотношению (4.5) представлены на рис.4.6 непрерывными линиями. С помощью соотношения (4.4) можно оценить влияние глубины выемки на частоту дискретной составляющей. Соответствующие расчеты были проведены с
учетом четырех источников: одного действительного и трех мнимых. Предполагалось, что все источники обладают одинаковой мощностью. Результаты расчетов показали, что с увеличением глубины выемки происходит небольшое уменьшение числа Струхаля (при изменении l от 5 до 1 значение Sh_ уменьшается на 5 %).

При $\overline{l} > 9...10$ дискретная составляющая в спектре пульсаций давления отсутствует (при этом выемка из открытой переходит в закрытую).

Необходимое условие существования резонанса заключается в том, чтобы одна из волн, участвующих в колебательном процессе, была неустойчивой и, таким образом, колебания могли сохраняться, так как в противном случае возмущения затухают после некоторого начального периода. Математически это означает, что скорость волны, движущейся в виде крупномасштабного вихря в слое смешения, комплексная величина, т.е. $u_{\kappa} = u_{\kappa'} + iu_{\kappa'}$, и неустойчивость имеет место при $u_{\kappa'} > 0$. Рассмотрим вопрос об устойчивости сдвигового слоя. Рэлей показал, что в случае невязкой несжимаемой жидкости сдвиговой слой, в профиле скорость которого имеется точка перегиба, является неустойчивым. Неустойчивость сдвигового слоя подтвердилась только по отношению к низкочастотным возмущениям ($\lambda/\delta > 2\pi$ или $f\delta \cdot 4\pi/u_2 < 1$). В случае сжимаемой жидкости результирующее уравнение устойчивости, полученное

Лизом и Лином, можно свести к уравнению Рэлея для потока несжимаемой жидкости

$$a^{2}[g^{-1}(u_{2} - u_{\kappa})\varphi_{y} - g^{-1}u_{y}\varphi] = a^{2}(u_{2} - u_{\kappa})\varphi,$$

rge $v = \varphi(y)e^{ia(x-u_{\kappa}t)}; g = a^{2} - (u_{2} - u_{\kappa})^{2}; \varphi_{y} = \frac{\partial\varphi}{\partial y}; u_{y} = \frac{\partial u}{\partial y};$

 φ – амплитуда возмущения скорости; $a = 2\pi\delta/\lambda; \delta$ – толщина сдвигового слоя; λ – длина волны; a – скорость звука. Были вычислены собственные значения решения для сдвигового слоя, имеющего профиль скорости $u/u_2 = 0,5[1 + th(y/\delta)]$. При этом оказалось, что скорость распространения волны в свободном сдвиговом слое слабо зависит от числа M_2 на внешней границе слоя $M_2 = 0...2,5$ и меняется в диапазоне $u_{\kappa r}/u_2 = 0,5...0,6$. Интенсивность возмущения в волне неустойчивости определяется мнимой частью скорости u_{κ} , т.е. $u_{\kappa r} > 0$, и является

функцией волнового числа $a = 2\pi\delta/\lambda$ и числа Maxa. Неустойчивость наблюдается только для волновых чисел, меньших единицы. Это означает, что в коротких полостях ($l < 2\pi\delta$) резонанс не возникает. Отметим, что неустойчивость Рэлея исчезает при $M_2 > 2,5$. Максимальная неустойчивость соответствует числам $M_2 \approx 1...1,2$.

Ниже представлены данные экспериментов по уровням дискретной составляющей, полученные для передней и задней стенок выемки. Для передней стенки результаты экспериментов можно для $M_1 = 0,3...1; \ \overline{l} = 0,7...6,6; \ \delta/h_1 = 0,27...0,5$ аппроксимировать следующей зависимостью: $L_a = b_0 + b_1 M_1$, где $b_0 = 123,6; \ b_1 = 21,4$. Для задней стенки экспериментальные данные полезно разбить на две группы. В первую группу входят данные, полученные при 0,7 $\leq \overline{l} \leq 1,5$. Они образуют единую зависимость $L_a = L_a (M_1)$ для основного и первого тонов дискретной составляющей по числу M_1 набегающего потока, которая является универсальной в диапазоне чисел M_1 от 0,4 до 1 и определяется формулой $L_a = \overline{b_0} + \overline{b_1} M_1$, где $\overline{b_0} = 120, \ \overline{b_1} = 25$. Аналогичную зависимость (с $b_0 = 130, \ b_1 = 20$) можно построить для второй группы экспериментальных данных, полученных для 1,5 $\leq \overline{l} \leq 6,6$ (уровни L_a везде даны в дБ).

Максимальные уровни дискретной составляющей в выемке для диапазона чисел M₁ = 0,3...3,7 приведены на рис.4.7. Отметим, что уровни дискретной составляющей L_д превосходят уровни сплошного спектра L_{Af} на 6...15 дБ.

Анализ экспериментальных данных по сплошной составляющей спектра пульсаций давления показывает его гидродинамический характер. Спектр пульсаций давления по своей форме близок к спектру при натекании турбулентной струи на преграду. На рис.4.8 представлена зависимость относительной спектральной плотности $\sigma = \sqrt{f_0} \sigma_{1\Gamma_u} / \sigma_{\Sigma}$ от числа Sh = f/f_0 . Результаты обработки экспериментальных данных, полученных на задней и передней стенках и дне выемки, образуют единую зависимость, справедливую для чисел $M_1 = 0,3...3$. Для задней стенки выемки частота $f_0 = u_j/2\delta_{3j}$, где u_j – скорость на разделяющей линии тока слоя



Р н с. 4.7. Влияние числа Маха на максимальные уровни дискретной составляющей $(a_1 - a_2 - 90^\circ; r - 0; z_1 - z_2 - 0; \text{ Re} = (2...10) \cdot 10^7; y - 0.5; T_0/T_{zo} - 1...2):$

О — для передней стенки: • — для задней стенки; — — — белый шум смешения; б₃, - толщина части слоя смешения, скорость в которой меньше скорости на разделяющей линии тока и,. Для дна выемки характерная частота $f_0 = u_3/l$, где u_3 – скорость на внешней границе пограничного слоя на задней стенке выемки. Для передней стенки f_{Λ} = = u/h, где u/ - скорость на внешней границе пограничного слоя на дне выемки, h – глубина выемки. На этом же рисунке непрерывной, штрихпунктирной линиями К нанесены пунктирной относительные спектральные плотности, измеренные на плоской преграде при натекании на нее турбулентной струи (см. гл. 2). Отношение r/R, - относительное смещение точки измерения, расположенной на преграде, от оси струи. Можно наблюдать удовлетворительное согласие экспериментальных данных, полученных в выемке, с экспериментальными данными по натеканию струи на преграду.

Продольный коэффициент корреляции R'_{x} для дна выемки образует по параметру $k_{b}\Delta x$ единую зависимость, которая удовлетворительно описывается соотношением, полученным по данным экспериментальных исследований,

$$R'_{x} = \exp - \frac{a_{x}}{b_{x}} k_{b} \Delta x \cos(a_{x} k_{b} \Delta x),$$

где $k_b = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $a_x = 1,57$; $b_x = 3,14$; Δx – расстояние между точками измерений.



4.1.3. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ВЫЕМКИНА ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ.СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ УРОВНЕЙ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Как показывают экспериментальные исследования, конфигурации передней и задней стенок выемки могут оказать существенное влияние на пульсации давления. Ниже рассмотрены влияния параметров a_2 , $\overline{z_1}$, $\overline{z_2}$, \overline{h} , $\overline{r_2}$ (см. рис.4.2) на пульсационные характеристики при сверхзвуковом и дозвуковом течениях.

Сверхзвуковое течение

Суммарные уровни

Результаты экспериментов на модели с козырьком (см. рис.4.2) на задней стенке выемки показывают, что в сверхзвуковом потоке наблюдается уменьшение суммарного уровня пульсаций давления при увеличении длины козырька (при $z_2/l_1 \ge 0.4$ суммарный уровень уменьшается на 20 дБ, здесь $z_2 - длина$ козырька, $l_1 = l + z_2$). Для объяснения этого явления напомним, что пульсации давления в выемке в основном определяются пульсациями давления при взаимодействии слоя смешения с задней стенкой. Интенсивность скачка уплотнения у задней кромки выемки с козырьком меньше, чем в выемке без козырька. Кроме того, слой смешения разрезается козырьком на две части. Нижняя часть перемещается под козырьком и взаимодействует с задней стенкой. Увеличение длины козырька z_2 приводит к уменьшению скорости, что ведет к падению скоростного напора q в струйке тока под козырьком. Так как $\sigma_{x} \sim q$, то получим уменьшение пульсаций давления.

Важным параметром, влияющим на L_{Σ} , является угол задней стенки a_2 . Суммарные уровни максимальны при угле $a_2 = 90^\circ$, отклонение угла a_2 от 90° снижает суммарные уровни пульсаций давления. Указанный эффект объясняется двумя причинами. При уменьшении a_2 интенсивность скачка уплотнения в окрестности задней кромки падает. Кроме того, слой смешения, прошедший через скачок уплотнения, взаимодействует с задней стенкой под углом $a_2 < 90^\circ$. Оба эти эффекта уменьшают уровни L_{Σ} . С возрастанием a_2 суммарные уровни также уменьшаются. Экспериментальные

148

исследования, проведенные при $M_1 = 1,5...3$ и $\overline{l} = 2...5$, показывают, что уменьшение a_2 от 90 до 45° снюжает суммарные уровни в выемке на 12...20 дБ.

Скругление задней кромки $\overline{r} = r/h_2$ (до $\overline{r} \le 0,4$), уменьшение параметра \overline{h} (до $\overline{h} \le 0,6$) ведут к уменьшению L_{Σ} на 10...15 дБ.

Спектральные характеристики

В спектрах пульсаций давления (см. рис.4.5) наблюдаются дискретные составляющие. Рассмотрим влияние параметров \overline{h} , r_2 , z, a_2 , характеризующих форму выемки, на безразмерную частоту дискретной составляющей $\mathrm{Sh}_{a} = f_{a} l/u_{2}$. Здесь u_{2} – скорость на внешней границе слоя смешения выемки. Эксперименты показывают, что параметры \overline{h} , \overline{r} и a_2 практически не оказывают влияния на число Sh_{a} . При этом результаты расчетов, проведенных по соотношению (4.4), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Число Sh_д = $\int_{a}^{l} l/u_{2}$ сильно зависит от длины козырька z_{2} . Однако, если построить число Струхаля по линейному размеру $l_{2} = l + z_{2}$, то Sh_{д2} = $l_{2} \int_{a}^{l} l/u_{2}$ практически не зависит от $\overline{z_{2}}$.

Рассмотрим влияние тех же параметров на уровни дискретной составляющей в спектре пульсаций давления. Уровень дискретной составляющей уменьшается при увеличении относительной длины козырька (при $z_2/l_1 > 0.4$ уровень уменьшается на ~ 20 дБ). Параметр r существенно изменяет уровни дискретной составляющей (для $M_1 = 1.5...2,5$ при увеличении r от нуля до 0.4 уровень L_a падает на 10...15 дБ). Уменьшение параметра \overline{h} также приводит к падению уровня L_a (при уменьшении \overline{h} от 1 до 0.6 L_a уменьшается на 3...10 дБ). Можно дать следующие объяснения полученных результатов по влиянию $\overline{z_2}$, а также параметров \overline{r} , a_2 на уровни дискретного тона: возникновение дискретного тона связано со срывом вихрей с передней кромки выемки, которые, двигаясь в слое смешения, взаимодействуют с задней кромкой и вызывают появление акустических волн, имеющих в своем спектре шума

дискретную составляющую. При этом интенсивность дискретной составляющей зависит от интенсивности скачка уплотнения, через который проходит вихрь, и от формы и расположения поверхности задней кромки. Для качественной оценки влияния этих факторов можно привлечь следующие закономерности, установленные при исследовании взаимодействия сверхзвукового слоя смешения с преградой:

чем больше интенсивность скачка уплотнения, тем больше акустическое излучение;

уменьшение скоростного напора приводит к уменьшению шума;

взаимодействие слоя смешения под углом в 90° с поверхностью вызывает максимальное акустическое излучение.

Указанные свойства позволяют дать объяснение изменению уровня дискретной составляющей при изменении параметров, рассмотренных выше.

Рассмотрим влияние козырька, установленного у передней стенки выемки (см. рис.4.2). Экспериментальные данные показывают, что в этом случае передняя стенка играет роль щитка-отражателя (см. гл. 1), который усиливает или ослабляет колебания на передней кромке выемки в зависимости от того, приходит на эту кромку пучность или узел акустической стоячей волны дискретной составляющей. Поэтому удобно в качестве безразмерного параметра в данном случае выбрать параметр $z_1 \land_{A}$ (где λ_{A} – длина волны дискретной составляющей в выемке) и рассматривать зависимость уровня L_{A} от этого параметра. Максимальное снижение уровня L_{A} достигается при $z_1 \land_{A} \cong 0,25$ и составляет 10...15 дБ (для $M_1 = 1,5...2,1$).

Приведенные выше результаты показывают, что форма передней и задней кромок выемки оказывает существенное влияние на пульсации давления. Для уменьшения уровней пульсаций давления можно рекомендовать следующие способы:

скруглить заднюю кромку до значения $r \ge 0.4$ ($\Delta L_{\Sigma} \approx 10$ дБ, $\Delta L_{\pi} =$ = 15 дБ); уменьшить параметр \overline{h} от 1 до $\overline{h} \le 0.6$ ($\Delta L_{\Sigma} \approx 10$ дБ, $\Delta L_{\pi} =$

10...15 дБ);

уменьшить угол a_2 от 90° до $a_2 \le 45°$ ($\Delta L_{\Sigma} = 10$ дБ, $\Delta L_{A} = 10...15$ дБ);

установить козырьки с $z_2/l \ge 0.5$ ($\Delta L_{\Sigma} = 20$ дБ, $\Delta L_{\pi} = 10...20$ дБ) или с $z_1/\lambda_{\pi} \approx 0.25$ ($\Delta L_{\Sigma} = 5...7$ дБ, $\Delta L_{\pi} = 10...15$ дБ). В скобках указано уменьшение суммарного уровня и уровня дискретной составляющей, полученных для M₁ = 1,5...2,1 и *l* = 2...5.

При увеличении M₁ до M₁ = 4 уровни L_д уменьшаются сильнее. Поэтому предложенные способы при этих числах M₁ приведут к полному уничтожению дискретного тона.

Дозвуковое течение

Экспериментальные данные по пульсациям давления в выемке, обтекаемой дозвуковым внешним потоком, показывают, что уровни L_{Σ} на передней стенке практически не меняются ($\Delta L_{A} = 2...3$ дБ) при изменении угла $a_{2} = 35...110^{\circ}$. Относительный радиус скругления задней кромки $\overline{r_{2}} = 0...1$ также оказывает слабое влияние на суммарные уровни на передней стенке. Влияние длины козырька $\overline{z_{2}}$, установленного вблизи задней стенки, проявляется в значительной степени (для $M_{1} = 1$, $\overline{l_{2}} = 2.2$ при изменении $\overline{z_{2}}$ от 0 до 1,1 суммарные уровни увеличиваются на 10 дБ, а уровни дискретной составляющей – на 15...20 дБ), что объясняется появлением дополнительного резонансного объема (типа резонатора Гельмгольца) в выемке.

Рассмотрим влияние длины козырька, установленного у задней стенки выемки, на дискретную составляющую в спектре шума. Число $Sh_{a} = f_{a}l/u_{2}$ сильно зависит от длины козырька $\overline{z_{2}}$ при $\overline{l_{2}} = (\overline{l} + \overline{z_{2}})/h_{2} = \text{const.}$ Однако, если "построить" число Струхаля по линейному размеру $l_{2} = l + z_{2}$, то $Sh_{a2} = f_{a}l_{2}/u_{2}$ практически не будет зависеть от z_{2} . Результаты экспериментов показывают, что число $Sh_{a1} = f_{a}(l + z_{1})/u_{2}$ тоже практически не зависит от параметра $\overline{z_{1}}$ для козырька, установленного вблизи передней стенки выемки. Таким образом, число $Sh_{a1(2)} = f_{a}l_{1(2)}/u_{2}$. где $l_{1(2)}$ равно $l_{1} = l + z_{1}$ или $l_{2} = l + z_{2}$, является универсальным параметром, который практически не зависит от длины козырьков z_{1} и z_{2} . Число $Sh_{a1(2)}$ может быть вычислено по формулам (4.4) или (4.5). Скругление задней кромки выемки уменьшает уровни дискретной составляющей, которая отсутствует в спектре пульсаций давления при $\overline{r_2} = 1$. Для углов a_2 , равных 90 и 110°, уровни лискретной составляющей близки между собой, а при $a_2 \leq 60^\circ$ основной тон дискретной составляющей в спектре шума отсутствует. Увеличение $\overline{z_2}$ ведет к возрастанию уровней L_A , которые при $\overline{z_2} \cong 1.1$ на задней стенке достигают значений 170 дБ для основного тона дискретной составляющей (при $M_1 = 1$ и $\overline{l_2} = 2,2$).

При дозвуковом внешнем обтекании выемки уменьшение уровня дискретной составляющей в спектре пульсаций давления достигается скруглением задней кромки выемки до значения $r_2 = 1$ или уменьшением угла a_2 до значения $a_2 \le 60^\circ$.

4.1.4. СПЛОШНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ СПЕКТРА ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ВЫЕМКИ (ПРИБЛИЖЕННАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА)

Пульсации давления на задней стенке

Турбулентный пограничный слой толщиной в отрывается с передней кромки выемки, образуя слой смешения, имеющий непосредственню за





кромкой толщину δ_2 (рис.4.9). Этот слой взаимодействует с задней стенкой. Это взаимодействие по своему характеру представляет взаимодействие слоя смешения струи с преградой (см. гл. 2). При этом разделяющую линию тока *ј* можно рассматривать как центральную линию тока слоя смешения струи. Такое рассмотрение приводит к эмпирическому соотношению (см. гл. 2), определяющему пульсации давления на задней кромке выемки

$$\frac{\sigma_{\epsilon B}}{\rho_2} = \frac{K \kappa M_{j1}^2}{2} \frac{p_{j1}}{\rho_2} D(a_2), \qquad (4.6)$$

где $K = 0.4; \frac{\mu_{j1}}{\mu_2} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} M_j^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}; D(a_2) - функция угла a_2 [см. соотношение (2.2)].$

Так как при $\overline{h} = 1$ интенсивность скачка уплотнения A'B' небольшая, то можно принять $M_2 \approx M_1$; $u_2 \approx u_1$, $p_2 \approx p_1$. В случае $\overline{h} \neq 1$ при проведении расчетов необходимо определить скорость u_2 , число M_2 и давление p_2 . При $\overline{h} < 1$ это можно выпол-

нить, рассмотрев разворот потока идеальной жидкости на передне<u>й</u> кромке в волне Прандтля-Майера, а при h > 1 – при прохождении косого скачка уплютнения A'B'. Скорость на разделяющей линии тока u_j в турбулентном слое смешения при $\delta_1 = 0$

$$\overline{u_j} = u_j / u_2 = 0.548 + 0.018 M_2. \qquad (4.7)$$

Числа M_j и M_{j1}, вычисленные на основе указанного соотношения для скорости u_j, приведены на рис.4.10.

Рис. 4.10. Влияние числа Маха М₂ на характерные числа Маха в выемке (см. рис. 4.9) и относительную координату разделяющей линии тока



При $M_2 > 2$ скорость на разделяющей линии тока вблизи задней кромки – сверхзвуковая. Проходя прямой скачок уплотнения, скорость падает до M_{j1} (рис.4.10), давление за скачком возрастает от $p_j = p_2$ до p_{j1} . При M < 2 значение M_{j1} равно $M_j < 1$, а $p_{j1}/p_2 = 1$.

Распределение суммарных значений пульсаций давления на задней стенке можно вычислить, используя универсальную зависимость распределения $\sigma_{\Sigma'}/\sigma_{\Sigma kp}$ по преграде (см. гл. 2, рис.2.8, где $\sigma_{\Sigma kp}$ – значение σ_{Σ} в критической точке; R_1 – радиус или полуширина струи; $r = \Delta r/R_1$ – относительное расстояние от точки наблюдения до критической точки вдоль преграды). Для рассматриваемого случая течения в выемке среднеквадратичные значения $\sigma_{\Sigma B} = \sigma_{\Sigma kp}$, а полуширина R_1 равна толщине части слоя смешения δ_{3j} (низкоскоростная часть слоя смешения вблизи задней стенки выемки, см. рис.4.9). Чтобы вычислить толщину δ_{3j} , необходимо сначала найти толщину слоя смешения δ_3 вблизи задней кромки выемки:

$$\delta_{3} = b(l_{j} + s_{0}), \qquad (4.8)$$

где $\tilde{b}/\tilde{b}_{\bullet} = F_{\bullet}/F$; $s_0 = \delta_1/\tilde{b}$; $F_{\bullet} = 12$; $F = 12 + 2,76M_2$; $\tilde{b}_{\bullet} = 0,27$. При этом профиль скорости слоя смешения определяется выражением

$$u/u_{\eta} = \varphi(\eta) = 0.5(1 + erf\eta),$$

где $\operatorname{erf} \eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\eta} e^{t^2} dt; \quad \eta = \frac{Fy}{X}; \quad X = l_j + s_0.$ Здесь полагается, что профиль скорости с учетом толщины слоя смешения δ_2 может быть представлен смещанным асимптотическим профилем, т.е. профилем, возникающем при нулевой начальной толщине слоя в некотором приведенном полюсе, рэсположенном вверх по течению на таком расстоянии s_0 , чтобы имело место $\delta_2 = \tilde{b}s_0$. Значение координаты $\eta_2 = 2.3$ соответствует скорости $\varphi_2 = 0.999$, а координаты $\eta_3 = -2.3$ – величине $\varphi_3 = 0,0001$. Толщина слоя δ_{3j} определяется соотношением

$$\delta_{3j} = \delta_3(\eta_j - \eta_3)/(\eta_2 - \eta_3). \tag{4.9}$$

Зависимость η_j от M_2 приведена на рис.4.10. Используя соотношение (4.9), можно рассчитать δ_{3j} и, полагая $\delta_{3j} = R_1$, определить с помощью зависимости, представленной на рис.2.8, распределение σ_{Σ} по задней стенке выемки. Отметим, что предложенный метод может быть применен для углов задней стенки выемки $a_2 = 30...90^\circ$ (или $a_2 = 90...150^\circ$). Для выемок имеет место соотношение $\delta_0 \approx \delta_1$.

При $\delta_2/l \le 0.3$ относительная скорость на разделяющей линии тока практически не зависит от относительной толщины турбулентного пограничного слоя и определяется соотношением (4.7).

Спектральная плотность на задней стенке рассчитывается при использовании универсальной относительной спектральной плотности пульсаций давления, возникающих на плоской преграде при натекании на нее турбулентной струи (см. рис.4.8; число $S_h = f/f_0$, где $f_0 - x$ арактерная частота ($f_0 = u_j/2\delta_{3j}$); координата $r = \Delta r/R_1$ связана с координатой y для задней стенки соотношениями r = 1 - y, $y = y/\delta_{3j}$. Для точек $y/h_2 \neq 1$ следует воспользоваться пунктирной и штрихпунктирной линиями. На рис.4.4 приведены результаты расчетов суммарного уровня пульсаций давления на задней стенке в сравнении с экспериментальными данными.

Пульсации давления на дне

Турбулентный слой смешения после взаимодействия с задней стенкой выемки образует течение, направленное вдоль стенки ко дну. Вихревое течение вдоль задней стенки может рассматриваться как течение в турбулентном слое смешения струи, натекающей на преграду – дно выемки. Расчет максимальных значений $\sigma_{\Sigma C}$ в точке C (см. рис.4.9) определяем по соотношению

$$\frac{\sigma_{\Sigma C}}{p_2} = \frac{K \kappa M_3^2}{2} \frac{p_3}{p_2},$$
(4.10)

155

где $\frac{p_3}{p_2} = \frac{p_3}{p'_{0j}} \frac{p'_{0j}}{p_{0j}} \frac{p_{0j}}{p_2}$; $\frac{p_3}{p'_{0j}} = \pi(M_3)$; $\frac{p_2}{p_{0j}} = \pi(M_2)$ - газодинамические функции; M_3 – максимальное число Маха на внешней границе пограничного слоя, "наросшего" на задней стенке выемки (при этом $u_3/u_2 \approx 0.42$, см. рис.4.9).

Распределение σ_{Σ} по дну вычисляют таким же образом, как и для задней стенки, используя данные по распределению $\sigma_{\Sigma}/\sigma_{\Sigma kp}$ для струи, имеющей полуширину $R_1 = h/2$, и $\sigma_{\Sigma C} = \sigma_{\Sigma kp}$. Спектральную плютность на дне выемки можно приближенно оценить по рис.4.8 для $f_0 = u_2/l$.

Пульсации давления на передней стенке

На передней стенке пульсации давления определяются двумя источниками:

излучением шума из района взаимодействия слоя смешения с задней стенкой;

взаимодействием струи обратных токов с передней стенкой.

При малых длинах l скорость обратных токов незначительна. Поэтому пульсации давления в основном зависят от первого источника шума. При $l \ge 4$ пульсации давления определяются взаимодействием струи обратных токов с передней стенкой. Максимальная скорость этой струи с $M_1 \le 1$ равна $\overline{u_4} = u_4/u_2 \approx 0.3$ (см. рис.4.9). Для сверхзвуковых течений ее можно принять примерно равной $\overline{u_4} = 0.23\sqrt{T_{04}/T_{02}}$. Число Маха обратного течения в выемке для $T_{04}/T_{02} = 1$ приведено на рис.4.10. Расчет максимальных значений $\sigma_{\Sigma D}$ на передней стенке при $l \ge 4$ проводится по соотношению

$$\frac{\sigma_{\Sigma D}}{p_2} = \frac{K\kappa M_4^2}{2} \frac{p_4}{p_2},$$
 (4.11)

где p_4 – давление на дне выемки ($p_4 \approx p_2$). Распределение суммарных значений σ_{Σ} по передней стенке и спектральная плотность на этой стенке рассчитываются, как и в разд. 4.1.4 при условии, что $R_1 = h/2$.

При $M_1 < 2,5$ и $\overline{l} < 2,5$ значения σ_{Σ} , как показывают модельные экспериментальные данные, близки к значениям σ_{Σ} в середине задней стенки выемки. Это дает возможность проводить оценку уровней пульсаций давления на передней стенке при этих значениях M_1 и \overline{l} . Изменение σ_{Σ} по 2,5 < \overline{l} < 4 на передней стенке можно принять линейным.

Для $M_1 \ge 2.5$ и $\overline{l} \le 4$ функцию $\sigma_{\Sigma}(\overline{l})$ на передней стенке можно оценивать как линейную. При этом для $\overline{l} = 0$ при испытаниях на моделях в аэродинамических трубах значение σ_{Σ} следует взять равным значению σ_{Σ} перед выемкой (с учетом акустического фона установки), а для условий испытаний летательных аппаратов (при этом фон практически отсутствует) значения σ_{Σ} равны значениям σ_{Σ} под турбулентным пограничным слоем.

4.2. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА СТЕНКЕ ВЫСТУПА И ПЕРЕД ВЫСТУПОМ

Рассмотрим отрывное течение перед выступом, для которого выполняется соотношение $h > 3\delta_1$ (рис.4.11). Турбулентный пограничный слой толщиной δ_1 отрывается в сечении A - A под воздействием критического перепада давлений, который вызывает отрыв пограничного слоя $\overline{\rho}_{\rm Kp} = p_2/p_1 = 0.31 + 0.69 \,M_1$. За точкой отрыва развивается отрывная область с обратными точками, ограниченная слоем смешения, толщина которого при приближении к кромке выступа возрастает, принимая значение δ_B в окрестности этой кромки. Разделяющая линия тока *j* делит слой смешения на две части и приходит на кромку выемки. Слой смешения взаимодействует с задней стенкой выступа под углом *a*. Используя соотношение для $\overline{\rho}_{\rm Kp}$, можно вычислить число M_2 на внешней границе зоны смещения отрывной зоны, а также определить угол "жидкого клина" отрывной зоны $\overline{\theta}$ и угол $a = a_{\rm H} - \overline{\theta}$. При этом следует рассчитать длину области отрыва и длину разделяющей линии тока l_j (длину зоны смещения) $l_j = h/\sin\overline{\theta}$. Эти данные позволяют использовать приведенные



Р и с. 4.11. Распределение относительных среднеквадратичных значений амплитуд пульсаций давления в зоне отрыва потока перед выступом при $M_1 = 2$; Re = 6·10⁶; $\delta_1/h = 0.27$; $a_{\mu} = 45^\circ$; h = 50.8 мм; $T_0/T_{\mu} = 1$: O — эксперимент; — расчет по формуле (4.12); \times — расчет по формуле (4.13)

в разд. 4.1.4 соотношения при взаимодействии турбулентного слоя смещения с плоской преградой и получить для кромки выступа следующее соотношение:

$$\frac{\sigma_{\Sigma B}}{\rho_1} = \frac{K\kappa M_{j1}^2}{2} \frac{\rho_{j1}}{\rho_2} \frac{\rho_2}{\rho_1} D(a), \qquad (4.12)$$

где p_{j1}/p_2 – [см. (4.6)]; D(a) – функция угла a [см. (2.2)]. Распределение L_{Σ} по стенке выступа вычисляется при использовании данных по распределению суммарных значений на плоской преграде при натекании на нее под углом a турбулентного слоя смешения (см. рис.2.8). При этом в качестве R_1 используется δ_{Bj} . Толщина слоя смещения δ_B вблизи кромки выступа, скорость u_j . толщина δ_{Bj} при известном значении l_j и спектральная плотность вычисляются таким же образом, как и в разд. 4.1.4.

Оценку пульсаций давления перед выступом при $a_{\rm m} = 90^{\circ}$ можно проводить таким же образом, как это сделано в разд. 4.1.4 для дна 158



Р и с. 4.12. Зависимости относительных значений σ_{Σ}/q_1 за уступом и перед выступом от числа $M_1 (T_0/T_{UD} = 1)$: О – для выступа $a_{UL} = 90^\circ$; Re = $(2...5)^{\cdot}10^6$; $\overline{y} = \frac{y}{h} = 0$; \bullet – за уступом Re = $(3...6)^{\cdot}10^6$; Δ – за выступом Re = $6^{\cdot}10^6$; – за срезанным уступом Re = $(2...5)^{\cdot}10^6$; — $\overline{y} = 0$ и – – – $\overline{y} = 1$ – расчет по формулам (4.10 и 4.12) для x = 0; — расчет по формуле (4.18)

прямоугольной выемки. Результаты расчета по указанным зависимостям приведены на рис.4.11 и 4.12.

Экспериментальные исследования показывают, что точка отрыва турбулентного пограничного слоя колеблется, причем эти колебания носят случайный характер. Для получения приближенных соотношений по пульсациям давления в точке отрыва сделаем следующие предположения:

а) при колебаниях точки отрыва сохраняется угол жидкого конуса отрывного течения: при этом изменяется соотношение не для p_{o}/p_{1} критического отношения вызывающего давления = отрыв р_{кр} турбулентного пограничного слоя;

б) длина зоны колебаний скачка пропорциональна длине зоны передачи давления по пограничному слою; в) случайный процесс колебаний точки отрыва (и пульсаций давления) подчиняется нормальному закону распределения.

Первое предположение означает, что при колебательном изменении места положения скачка уплотнения перепад давлений на скачке сохраняется критическим. Поскольку зона передачи давления является неустойчивой по отношению к возмущениям, то естественно предположить, что длина зоны колебаний скачка пропорциональна длине зоны передачи давления.

Определни в точке отрыва A максимальное изменение давления $(\Delta p_A)_{max}$, которое возникает при максимальном отклонении Δx точки отрыва от своего среднего положения x_A : $(\Delta p_A)_{max} \approx 0.5(p_2 - p_1)$. Так как процесс пульсаций подчиняется нормальному закону распределения, то имеем $(\Delta p_A)_{max} = 3\sigma_{\Sigma A}$. Отсюда получим выражение для среднеквадратичного значения пульсаций давления в точке отрыва

$$\frac{\sigma_{\Sigma A}}{p_1} = \frac{\overline{p_{\kappa p}} - 1}{6} . \tag{4.13}$$

Результаты расчета по формуле (4.13) приведены на рис.4.11. Градиент среднего давления в окрестности точки отрыва можно оценить следующим образом:

$$\frac{dp}{dx} \cong \frac{p_2 - p_1}{2\Delta x} = p_1 \frac{p_{\kappa p} - 1}{2\Delta x} .$$

Рассмотрим экспериментальные данные по пульсациям давления перед выступом. На рис.4.13 собраны данные по суммарным среднеквадратичным значениям в зоне отрыва в областях "плато" давления и присоединения пограничного слоя.

Форма спектра пульсаций давления в зоне отрыва существенно зависит от точки измерения. По сравнению с неоторвавшимся пограничным слоем в зонах отрыва сильно возрастают низкочастотные составляющие спектра. Особенно высокие значения спектрального уровня на низких частотах реализуются в районе точки отрыва. В области "плато" спектры пульсаций давления можно приближенно определять по зависимости

$$\overline{\sigma} = \frac{1}{0, 17 \left[1 + \left(\frac{Sh_{\delta}}{0, 17}\right)^{0.83}\right]^{2.15}},$$
(4.14)

160

Рис. 4.13. Распределение относительных среднеквадратичных значений σ_{Σ}/q_1 при отрыве потока перед уступом в области плато и прилипания (разные точки — разные эксперименты): ______ зона отрыва; _____ безотрыв-

зона отрыва, че область приное течение: ////// — область прилипания



полученной при числах $M_1 \le 1$ и $M_1 = 2...4$; Re = $(2...10) \cdot 10^6$; $h/\delta_1 >$ > 1. Здесь $\overline{\sigma} = \sqrt{f_0} \sigma_{1\Gamma_u} / \sigma_{\Sigma}$, $f_0 = u_1 / \delta_{\text{отр}}$, Sh $_{\delta} = f \delta_{\text{отр}} / u_1$, $\delta_{\text{отр}} -$ местная толщина зоны отрыва.

Коэффициенты корреляции в 1/3=октавных полосах могут быть определены по следующей формуле:

$$R' = e^{-(a\delta_{otp})(\xi/\delta_{otp})} e^{-i\omega\xi_1/u}$$

где $a\delta_{orp} - \phi_{yhkung}$ числа Sh_{δ} ; ξ – расстояние между коррелируемыми точками; ξ_1 – продольная проекция вектора ξ ; u_{κ} – скорость конвекции. Для $M_1 = 1, 7...3, 5$ и $0, 1 < Sh_{\delta} < 5$ имеет место соотношение $a\delta_{orp} = 1...3$. Относительная скорость конвекции u_{κ}/u_1 изменяется от 0,4 до 0,8 при 0,08 < Sh < 5 (Sh = $f\delta_1/u_1$).

При небольших выступах, сравнимых с толшиной пограничного слоя δ_1 , на значение σ_{Σ}/q_1 оказывает существенное влияние относительная высота выступа h/δ_1 . Например, при $M_1 = 0,5...4$ и $h/\delta_1 = 0,25$; 0,38; 0,75 и 1,55 отношение $\sigma_{\Sigma}/q_1 = 0,01$; 0,016; 0,02 и 0,03 соответственно. При этом спектры пульсаций давления в районе точки отрыва, который возникает перед выступом, расположенным на пластине и обтекаемым двумерным сверхзвуковым турбулентным потоком, зависят от следующих безразмерных параметров: M_1 , Re, и h^{\bullet} . Здесь M_1 – число Маха на



Р и с. 4.14. Спектры пульсаций давления в окрестности точки отрыва, измеренные перед выступом ($M_1 = 2.5$; $Re_{\phi} = 6.6 \cdot 10^4$; $\delta_1 = 1.3$ мм): X - h = 2 мм; $\Delta - h = 3.5$ мм; $\Theta - h = 5$ мм; O - h = 9 мм

внешней границе пограничного слоя перед его отрывом; $\mathbf{Re} = \rho_1 u_1 \delta_1^* / \mu_1$; $h^{\bullet} = h/\delta_1^{\bullet} (\delta_1^{\bullet} - \text{толщина вытеснения пограничного слоя перед его отрывом). Безразмерную спектральную плотность и число Струхаля удобно выбрать в следующем виде:$

$$F = f_0 \sigma_{1\Gamma_u}^2 / q_1^2 \text{ или } F^{\bullet} = f_1 \sigma_{1\Gamma_u}^2 / q_1^2 \text{ и Sh} = 2\pi f / f_0 \text{ или}$$

Sh[•] = $2\pi f / f_1 (f_0 = u_1 / h, f_1 = u_1 / \delta_1^{\bullet}).$

Влияние высоты выступа на значения спектральной плотности показано на рис.4.14, на котором приведены результаты измерений, полученные в точке отрыва при $M_1 = 2,5$. Высота выступа в ходе экспериментов изменялась и составляла h = 2; 3,5; 5 и 9 мм. Значение $\delta_1^{\bullet} = 1,3$ мм ($\delta_1 \cong 8$ мм); число $\text{Re}_{\bullet} = 6,6\cdot10^4$. Видно, что увеличение высоты выступа приводит к усилению интенсивности низкочастотных пульсаций давления. Трансформация спектров происходит таким образом, что в области высоких частот, характеризуемой зависимостью $\sigma_{1\Gamma u} \sim f^{-1}$, влияние высоты практически не обнаруживается. Увеличение числа Re_{\bullet} (при $M_1 = \text{const}, h^{\bullet} = \text{const}$) приводит к увеличению F(Sh). Например, при $M_1 = 2.5$; $h^{\bullet} \approx 3.5$ изменение числа Re_{\bullet} от $2 \cdot 10^4$ до $6.8 \cdot 10^4$ увеличивает уровни F на всех частотах (Sh ≤ 1) на 6...10 дБ. Увеличение числа M_1 (при $h^{\bullet} = \text{const}$ и $\text{Re}_{\bullet} = \text{const}$) ведет к снижению спектральных составляющих.

Анализ результатов экспериментальных исследований показывает, что зависимость безразмерной спектральной плотности (F или F^{\bullet}) от числа Струхаля (Sh или Sh[•]) для сверхзвуковых отрывных течений можно описать функцией вида $F(Sh) = F_0[1 + (Sh/Sh_0)^n]^{-1}$. Здесь $n \approx 2$ в районе точки отрыва и n = 1 в области "плато" давления отрывного течения; F_0 – безразмерная спектральная плотность при малых числах Sh; Sh₀ – характерное число Струхаля, при котором $F = F_0/2$ ($F^{\bullet} = = F_0^{\bullet}/2$).

Для отрывных течений с фиксированной линией присоединения (зона отрыва перед выступом; $h/\delta_1 \le 1$) из-за эффекта совместного влияния Re, и h^{\bullet} на F_0 и Sh₀ зависимости имеют вид

$$F_0 \sim (h^{\bullet})^{A(\operatorname{Re}_{\bullet})} \widetilde{F_0(\operatorname{Re}_{\bullet})}; \operatorname{Sh}_0 \sim (h^{\bullet})^{B(\operatorname{Re}_{\bullet})} \operatorname{Sh}_0(\operatorname{Re}_{\bullet}),$$

где $A(\text{Re}_{\bullet}), B(\text{Re}_{\bullet}), F_0(\text{Re}_{\bullet}), Sh_0(\text{Re}_{\bullet}) - функции числа \text{Re}_{\bullet}.$

Для неразвитых свободных отрывных течений (зона отрыва перед щитком) функцию $F^{\bullet}(Sh^{\bullet})$, а также изменение F_0^{\bullet} и Sh_0^{\bullet} (для $Re_{\bullet} = 2 \cdot 10^4 \dots 26 \cdot 10^4$) можно описать с помощью зависимостей

$$F^{\bullet}(Sh^{\bullet}) = F_{0}^{\bullet}[1 + (Sh^{\bullet}/Sh_{0}^{\bullet})^{n}]^{-1};$$

$$\Delta \overline{F} = a_{0} + a_{1}\overline{Re} + a_{2}(\overline{Re})^{2};$$
 (4.15)

$$\Delta \overline{Sh} = b_0 + b_1 \overline{Re} + b_2 (\overline{Re})^2.$$

Здесь $\Delta \overline{F} = 10 \lg F_0^{\bullet} - 10 \lg F_{00}^{\bullet}, \ \Delta \overline{Sh} = 10 \lg Sh_0^{\bullet} - 10 \lg Sh_{00}^{\bullet}, \ F_{00}^{\bullet} \bowtie Sh_{00}^{\bullet} - 10 \lg Sh_{00}^{\bullet}$

значения F_0^{\bullet} и Sh_0 при Re₊₀ = 2·10⁴; $a_0 = 1,3; a_1 = -1,36; a_2 = 0,06;$ $b_0 = -1; b_1 = 1,044; b_2 = -0,049.$

4.3. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНЕ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЩИТКЕ И В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Схема отрывного течения перед шитком приведена на рис.4.15. где А и С - точки отрыва и присоединения турбулентного пограничного слоя; линия і – разделяющая линия тока. В окрестности точки отрыва А давление возрастает от значения p, до значения p, причем отношение р,/р, соответствует критическому отношению давления. Ниже рассмотрим течение в развитых зонах отрыва, т.е. в таких. для которых существует зона постоянного давления ("плато" давления) в области отрыва. Для 3 и относительная скорость этих 30H отношение $1/\delta$ > на линии тока в области "плато" давления подчиняется разлеляющей соотношению (4.7). Турбулентный слой смещения взаимодействует со ШИТКОМ. ВЫЗЫВАЯ НА НЕМ В ОКДЕСТНОСТИ ТОЧКИ ПЛИСОЕДИНЕНИЯ МАКСИМАЛЬНЫЕ уровни пульсаций давления. Отметим, что в зоне отрыва на щитке высокие удовни пульсаций давления возникают также в точке отрыва.



4.15. Влияние Maxa относительные среднеквадратичные числа на районе пульсаций давления точки присоединения (точка С) при T_{0}/T_{m} турбулентного пограничного слоя 1. Re = (4...7)·10⁶: О - эксперимент (щиток); 🗙 Δ эксперимент (за уступом); эксперимент (за выступом); -----— расчет по формулам (4.16);

расчет по формулам (4.17)

Однако уровни $L_{\Sigma C}$ в точке присоединения превосходят уровни $L_{\Sigma A}$ в точке отрыва. Разделяющая линия тока *j* в слое смещения зоны отрыва отделяет область течения с обратными токами от остального потока. Причем жидкость на линиях тока в низкоскоростной части слоя смещения (при скорости $u < u_j$) участвует в возвратном течении. Так как линии тока вблизи щитка меняют свое направление почти на 180°, то существует участок течения, где вектор скорости на линиях тока, примыкающих к линии тока *j*, перпендикулярен к плоскости щитка. При этом на разделяющей линии тока относительная скорость соответствует $u_{j0} = u_{j0}/u_2$, значение которого меньше значения, соответствующего соотношению (4.7) из-за эффекта поджатия потока в окрестности щитка. Рассматривая на этом участке течения натекание слоя смещения на плоскую преграду, получим

$$\frac{\sigma_{\Sigma C}}{q_1} = K \frac{p_3}{p_2} \left[\frac{M_{j0}}{M_1} \right]^2 \frac{p_2}{p_1},$$
(4.16)

где
$$\frac{p_3}{p_2} \approx \frac{p_C + p_2}{2p_2}$$
; $M_{j0} = 0.4M_2 \sqrt{\frac{\tau(M_2)}{\tau(M_1)}}$, $\tau(M) = \left[1 + \frac{\kappa - 1M^2}{2}\right]^{-1}$;
 $K = = 0.4$.

Спектры пульсаций давления в районе присоединения пограничного слоя определяются таким же образом, как это было выполнено в разд. 4.1.4, при этом предварительно рассчитываются значения $u_{j0} = 0.4u_2$ и δ_{Cj} . Результаты сравнения расчета по формуле (4.16) с экспериментом приведены на рис.4.15.

Пульсации давления в области "плато" давления на поверхности перед щитком приближенно равны пульсациям давления в области "плато" перед выступом и могут быть определены с помощью рис.4.13. Спектры пульсаций давления в области "плато" могут быть найдены из приближенного соотношения (4.14). Суммарные уровни $L_{\Sigma A}$ в точке отрыва определяется по формуле (4.13).

При взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем могут возникать отрывные зоны. Если скачок уплотнения имеет значительную интенсивность, то возникают развитые зоны отрыва, характеризующиеся наличием "плато" давления. Так как физическая картина течения в развитых зонах отрыва при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем близка к такой картине при отрыве пограничного слоя перед шитком, то для расчета пульсаций давления в районе присоединения оторвавшегося пограничного слоя можно использовать указанный выше метод. Пульсации давления в точке отрыва определяются по формуле (4.13), а в области "плато" давления – с помощью рис.4.13 и соотношения (4.14).

4.4. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ЗА УСТУПОМ ИЛИ ВЫСТУПОМ

В зонах отрыва за уступом или выступом наиболее высокие уровни наблюдаются в районе точки присоединения турбулентного пограничного слоя. Течение за уступом можно рассматривать как отрывное течение с фиксированной точкой отрыва. Тогда пульсации давления в окрестности точки присоединения (точка *C*, см. рис.4.15) турбулентного пограничного слоя можно определить, используя следующее соотношение:

$$\frac{\sigma_{\Sigma C}}{q_1} = K \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{M_{j0}}{M_0} \right)^2 \frac{p_2}{p_1}, \qquad (4.17)$$

$$r_{\text{TE}} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_C + p_2}{2p_2}, \quad M_{j0} = \overline{u_{j0}} M_2 \sqrt{\tau(M_2)/\tau(M_1)}, \quad \overline{u_{j0}} = \frac{u_{j0}}{u_2} = 0.4; \quad K = 0.4.$$

Спектры пульсаций давления вычисляются таким же образом, как это было выполнено в разд. 4.1.4, при этом предварительно рассчитываются значения u_{j0} и δ_{Cj} (δ_{Cj} – толщина низкоскоростной части слоя смешения вблизи точки присоединения, скорость в которой $u < u_{j}$). Толщина слоя смешения δ_{C} вычисляется по формуле (4.8). Длина слоя смешения l_{j} при этом принимается равной длине от точки отрыва A до точки присоединения C. Результаты расчета относительного суммарного значения и спектров и сравнения их с экспериментальными данными приведены на рис.4.15 и 4.16. Непосредственно за уступом пульсации давления определяются взаимодействием струи обратных токов донной области с донным срезом. Суммарные значения пульсаций давления можно вычислить по формуле

$$\frac{\sigma_{\Sigma C}}{q_1} = K \left(\frac{M_{\bullet}}{M_2}\right)^2 \frac{p_2}{p_1}, \qquad (4.18)$$

4.16. P Спектры пульсаций давлення районе присоединения пограничного слоя BUCTYTION $(u_1 = 40 \text{ m/c})$: 120 О, Х, <u>Д</u> - эксперимент [17] (x/h = 14,2), pacuer: ---- x/h =110 = 15; - - x/h = 14,2; - - x/h = x/h100 0.4: K гле 90 $\overline{u_{\mathbf{M}}}M_{\mathbf{N}}\sqrt{\tau(M_{\mathbf{N}})/\tau(M_{\mathbf{M}})};$ 0,23 T ... / T ... - полная температура в донной области; Тор полная температура на внешней границе слоя смещения донной области. 110 Результаты расчета $\sigma_{\nabla R}/q_1$ за усту-100 пом при различных числах М, набеqЛ гающего потока приведены на 0.01 рис.4.12.



4.5. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНАХ ОТРЫВА НА НОСОВЫХ ЧАСТЯХ ТЕЛ

4.5.1. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНАХ ОТРЫВА ПОТОКА НА НОСОВЫХ ЧАСТЯХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ ПРИ ТРАНСЗВУКОВЫХ ЧИСЛАХ М_∞ < 1

На практике применяются тела с разными носовыми частями. Наиболее типичным является тело с носовой частью, состоящей из конуса и цилиндра. На таком теле при обтекании трансзвуковым потоком на некотором удалении от линии сопряжения конуса с цилиндром возникает отрыв. Непосредственно за линией сопряжения уровень пульсаций низкий, затем в точке отрыва он резко возрастает. Дальше за зоной отрыва интенсивность пульсаций снижается (рис.4.17). С возрастанием числа M_{∞} точка отрыва смещается вниз по течению. Поэтому чем дальше точка измерения находится от плоскости сопряжения конуса с цилиндром, тем



Корреляция В продольном направлении определяется временем перемещения возмущения вдоль тела. Поэтому характерным параметром для продольного коэффициента корреляции является отношение $\frac{d}{r}$ пер пер где $u_{nep} = 0,3 u_{\infty}$ – характерная скорость переноса возмущения; $\Delta x =$ = x - x - расстояние между коррелирующими точками; x - расстояние начала цилиндра до ближайшей коррелируемой При от точки. использовании этого параметра все экспериментальные данные по коэффициенту корреляции, как видно из рис.4.18, образуют единую зависимость. Все данные, приведенные на рис.4.18, соответствуют случаю, когда обе коррелируемые точки находятся за точкой отрыва вниз по потоку. В тех же случаях, когда одна из коррелируемых точек находится перед точкой отрыва, значение коэффициента корреляции меньше.

Зачастую носовые части состоят из нескольких конических отсеков с различными углами наклона а. При обтекании таких носовых частей трансзвуковым потоком на участках за точками излома контура возникают местные зоны отрыва с повышенным уровнем пульсаций. В первом



Р и с. 4.18. Продольный коэффициент корреляции в 1/3-октавных частотных полосах для цилиндрической части при М </br>

Обозначение	0	Ø	۵	•
x_1/d	0,55		0,28	0,7
$\Delta x/d$	0,2	0,41	0,2	0,1
M	0,40,66			0,440,9

приближении течение и характер пульсаций в зоне отрыва в основном определяются углом излома контура непосредственно перед этой зоной и слабо зависят от предшествующей формы тела. Поэтому для оценок пульсационных характеристик носовая часть тела сложной формы может быть заменена эквивалентным телом: конус + цилиндр.

Во многих случаях по технологическим или конструктивным причинам в плоскости сопряжения конуса с цилиндром образуются уступы. Данные по пульсащиям давления в районе уступа представлены в разд. 4.2 и 4.3. Однако в случае уступа, установленного на носовой части осесимметричного тела, при $M_{\infty} = 0, 5...0, 9$ отмечается ряд особенностей в пульсациях давления. Среднеквадратичные значения пульсаций давления за счет уступа возрастают особенно сильно при $M_{\infty} = 0, 6...0, 7$. В некоторых точках относительное среднеквадратичное значения возрастает в 2,5...3,5 раза и при $a_{\kappa} = 15°$ достигает значений, равных 0,08...0,09 q_{∞} . С возрастанием числа M_{∞} влияние уступа на $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ становится более

слабым. Длина участка цилиндра, на котором отмечается влияние уступа, составляет более 100 *h*. В пределах этого участка при удалении от уступа среднеквадратичные значения сначала возрастают, достигают максимума в районе $x_1/d \approx 0.3...0.5$, затем медленно уменьшаются. Следует отметить, что при наличии уступа существенно возрастают значения $\sigma_{1\Gamma_{\rm U}}$ на высокочастотном участке спектра.

4.5.2. ШАР

При обтекании шара на его поверхности при трансзвуковых скоростях образуются зоны отрыва. В этих зонах возникают интенсивные пульсации давления. Отрыв пограничного слоя, а также характер пульсаций зависят от числа Рейнольдса. В настоящее время для шара надежные данные по пульсациям давления известны только для турбулентного режима течения, т.е. при [Re_d > (1,7...2,7)·10⁶]. Наиболее интенсивные пульсации давления реализуются на поверхности шара в районе угла $\theta \approx 90^{\circ}$ (рис.4.19). Повышенное среднеквадратичное значение пульсаций давления в районе угла $\theta \approx 90^{\circ}$ связано с колебаниями точки отрыва. Начиная с



Р и с. 4.19. Относительные среднеквадратичные значения пульсаций и спектры пульсаций давления в различных точках поверхности шара: $\odot \cdot \bullet - \sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ при $M_{\infty} = 0,7$ и 0,8 соответственно; $\Delta \cdot \odot \cdot \Box \cdot X = \sigma_{\Delta f}/q_{\infty}$ при $M_{\infty} = 0,8$ соответственно для $\theta = 0,80,90,109$ и 180°

 $M_{\infty} \approx 0.8$ рост скорости потока приводит к снижению $\sigma_{\Sigma}/q_{\infty}$ в различных точках поверхности шара.

На рис.4.19 представлены типичные спектры пульсаций давления на поверхности шара при $M_{\infty} = 0,8$. На передней части шара спектры сплощные и имеют низкие уровни. Так же как и по суммарным значениям пульсаций, наиболее высокие спектральные уровни реализуются в районе угла $\theta \approx 90^{\circ}$. В районе $\theta \approx 90^{\circ}$ отмечается также интенсивный узкополосный максимум. Этот максимум при Sh = $fd/u_{\infty} = 0,2...0,3$ присутствует и во всех остальных точках задней части шара $\theta > 90^{\circ}$, хотя и не столь отчетливо.

4.6. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА НОСОВЫХ ЧАСТЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ИГЛЫ

Для уменьшения лобового сопротивления некоторые современные летательные аппараты снабжаются иглой, которая устанавливается на лобовой части аппарата. Это приводит к образованию передней срывной зоны.



Р н с. 4.20. Схемы носовой части с иглой

Характер сверхзвукового обтекания тел с передними срывными зонами при числах $\operatorname{Re}_{d} = \rho_{\infty} u_{\infty} d/\mu_{\infty} > 10^{4}$ зависит в основном от геометрических характеристик: отношения длины иглы (или конуса) к диаметру миделевого сечения тела $\overline{l} = l/d$; угла наклона шитка к оси тела $a_{\,\,\mathrm{cm}}$; относительного радиуса скругления кромки шитка $\overline{r} = r/d$; относительного диаметра иглы $\overline{d} = d_0/d$; угла конусности иглы φ (рис.4.20, a). Для конуса перед торцом цилиндра (шиток с $d_{\,\,\mathrm{m}} = 90^{\,\circ}$) важное значение имеет полуугол при вершине $a_{\,\,\mathrm{k}}$ (см. рис.4.20, b). Характер обтекания зависит также от того, ламинарный или турбулентный пограничный слой образуется на конусе или игле (т.е. от числа Рейнольдса), и от степени трехмерности течения, характеризуемой углом атаки.

Рассмотрим отрывное течение, возникающее на игле, которая установлена перед торцом цилиндра. Описываемые здесь результаты исследования течений в передней отрывной зоне проводились при числе $M_{\infty} = 6$ в невозмущенном набегающем потоке ($\text{Re}_{d} \cong 10^6$; $T_{ro}/T_r \cong 0.6$; T_ – температура восстановления). Эксперименты показали, что когда точка отрыва фиксирована на вершине иглы или конуса, то с уменьшением параметра 🚺 увеличивается угол раствора зоны отрыва. Начиная с некоторого 1, обтекание становится нестационарным. Нестационарность проявляется в изменении во времени угла наклона скачка уплотнения, возникающего перед отрывной зоной. Форма зоны отрыва при этом остается близкой к конической (рис.4.21, а, фотографии одного и того же течения выполнены с экспозицией ~ 10⁻⁶ с в разные моменты времени). При далынейшем уменьшении 1 размах колебаний скачка увеличивается, и при некотором значении 1, картина обтекания резко меняется: начинаются пульсации течения с сильным изменением формы отрывной зоны. Объем зоны отрыва сильно увеличивается – из конической она превращается в цилиндрическую, затем происходит исчезновение зоны отрыва. После этого образуется новая зона отрыва, и процесс повторяется. Отдельные фазы такого нестационарного обтекания показаны на рис.4.21,6.

Всю область существования нестационарного обтекания разделим на две зоны. Пульсационное течение без заметного изменения конической



Рис. 4.21. Картины течений ($M_{\infty} = 6$; $Re_d = 10^6$; $\overline{d} = 0.08$; $\varphi = 7^\circ$; d = 50 мм): a - l/d = 1.4; 6 - l/d = 1

формы зоны отрыва назовем нестационарным режимом течения с пульсациями первого рода, а пульсационное течение с сильным изменением формы зоны отрыва – нестационарным режимом течения с пульсациями второго рода.

4.6.1. РЕЖИМ ТЕЧЕНИЯ С ПУЛЬСАЦИЯМИ ВТОРОГО РОДА

Картина течения

На рис. 4.22 приведены кадры скоростной киносъемки картины течения, возникающей при режиме течения с пульсациями второго рода в окрестности иглы, установленной перед торцом цилиндра, обтекаемого сверхзвуковым потоком ($M_{\infty} = 2,9; l = 0,92$). Кадры расположены в порядке возрастания времени через интервал $\Delta \tau = 5.2 \cdot 10^6$ с. На кадрах 1...5 можно наблюдать зону отрыва, которая со временем увеличивает свои размеры, достигая вершины иглы; на кадрах 6...13 у вершины иглы в течение времени т, наблюдается прямая ударная волна. На кадрах 14...23 ударная волна движется к торцу цилиндра, выталкивая газ из разрушенной зоны отрыва. Далее на кадрах 24...28 возникает зона отрыва, длина которой увеличивается в течение времени т., т.е. повторяются кадры 1...З и т.д. Таким образом, процесс пульсаций сводится к последовательному образованию, сильному увеличению и разрушению отрывной зоны, образующейся на игле перед торцом цилиндра. Как показали эксперименты, описанная картина для режима течения с пульсациями второго рода качественно остается похожей и для других чисел М, Re, и I. При этом можно выделить три характерные стадии (фазы) пульсаций. В первой стадии газ вытекает из разрушенной зоны отрыва, а ударная волна движется от вершины иглы к торцу цилиндра (кадры 14...23, рис.4.22). Использование определенных в эксперименте значений скорости с, этой ударной волны совместно с газодинамическими соотношениями для течения, образующегося за прямой ударной волной, позволяет определить число М за ударной волной М. Уравнения неразрывности и импульса для газа, проходящего через прямую ударную волну, имеют вид

$$\rho_{\infty} u_{\infty}^{*} = \rho_{2} u_{2}^{*}; \ \rho_{2} - \rho_{1} = \rho_{\infty} u_{\infty}^{*} (u_{\infty}^{*} - u_{2}^{*}).$$
(4.19)

Уравнения (4.19) записаны в системе координат, связанной с ударной волной, так что $u_{\infty} = u_{\infty} - c_{+}$, $u_{2} = u_{2} - c_{+}$, где $u_{\infty} \times u_{2} - c_{+}$ скорость газа до и после ударной волны. Если извне теплота не подводится, то полное теплосодержание i_{0}^{\bullet} газа, проходящего через волну, сохраняется. Теплоотдачей можно пренебречь, поэтому можно записать

21 IIIIII

1/4 0, 15: = 2.9: Re_d = 5.10⁵: течений (М 0.9: d = 13нс. 4.22

175

$$i_{0\infty}^{\bullet} = c_{p}T_{0\infty}^{\bullet} = c_{p}T_{\infty} + \frac{Au_{\infty}^{\bullet}^{2}}{2g} = c_{p}T_{2} + \frac{Au_{2}^{\bullet}^{2}}{2g} =$$

$$= c_p T_{02}^{\bullet} = i_{02}^{\bullet} = \text{const.}$$
(4.20)

Здесь $T_{0\infty}^{\bullet}$ и T_{02}^{\bullet} – температуры торможения до и после ударной волны; c_p – теплоемкость при постоянном давлении. После преобразований из (4.19) и (4.20) получим

$$\frac{p_{\infty} - p_{2}}{\rho_{\infty} - \rho_{2}} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} g R T_{0}^{\bullet} = a^{\bullet^{2}},$$

$$u_{\infty}^{\bullet} u_{2}^{\bullet} = a^{\bullet^{2}},$$

$$\lambda_{\infty}^{\bullet} \lambda_{2}^{\bullet} = 1,$$

$$(4.21)$$

$$\frac{p_{\infty} - p_{2}}{\rho_{\infty} - \rho_{2}} = \kappa \frac{p_{\infty} + p_{2}}{\rho_{\infty} - \rho_{2}},$$

$$\tilde{p} = \frac{p_{2}}{p_{\infty}} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_{\infty}^{\bullet^{2}} - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1},$$

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_{2}}{\rho_{\infty}} = \lambda_{\infty}^{\bullet^{2}}.$$

$$3 \text{десь } \lambda_{\infty}^{\bullet} = u_{\infty}^{\bullet} / a^{\bullet} = \frac{(u_{\infty} - c_{+})}{\epsilon}, \quad \lambda_{2}^{\bullet} = u_{2}^{\bullet} / a^{\bullet} = (u_{2} - c_{+}) / a^{\bullet}; \quad M_{\infty}^{\bullet} = (u_{\infty} - c_{+}) / a_{\infty} = M_{\infty} - c_{\infty}^{0}; \quad M_{2}^{\bullet} = (u_{2} - c_{+}) / a_{2} = M_{2} - c_{2}^{0}; \quad c_{+}^{0} = c_{+} / a_{\infty}; \quad c_{2}^{0} = c_{+} / a_{+} /$$

В системе координат, связанной с движущейся ударной волной, полученные соотношения аналогичны соотношениям, записанным для неподвижного скачка уплютнения, если использовать относительные скорости u_{∞}° и u_{2}° [13]. Применение соотношений (4.21) и скорости

 $= c_{1/a_{2}}; T = T_{2}/T_{\infty}.$



Рис. 4.23. Зависимости относительной скорости ударной волны и числа Струхаля от числа М $(a_{\mu} = 90^{\circ}; \overline{d} = 0.06...0.15; \varphi = 7^{\circ}):$ $\chi - Sh_{2}; \circ - c_{+} (Re_{d} = 5 \cdot 10^{5}...10^{6}); \bullet - c_{-} (Re_{d} = 2.7 \cdot 10^{5}...$ 1.4·10⁶); 7777777777 – область отошедшей ударной волны; ----- расчет числа Sh_{2} по формуле (4.26); - - -, --- расчет скорости ударной волны

движущейся ударной волны, измеренной в эксперименте, дает возможность рассчитать число M_2 за ударной волной. Скорость ударной волны на участке $\overline{x} = x/d = 0...0,3$ возрастает, а затем остается постоянной. Число M_2 за ударной волной увеличивается, достигая величины $M_2 > 1$ при $\overline{x} > 0,3$. Газ за ударной волной, имея сверхзвуковую скорость, взаимодействует с торцом цилиндра, что приводит к появлению второй ударной волны непосредственно перед торцом (см. рис.4.22, кадры 19...21). Эксперименты показывают, что при уменьшении длины иглы скорость ударной волны и время первой фазы пульсаций τ_1 уменьшаются. Однако даже при иглах небольшой длины (если имеют место пульсации давления) отчетливо наблюдается первая стадия пульсаций. На рис.4.23 представлена зависимость относительной скорости ударной волны $c_+^0 = c_+/a_\infty$ от числа M_∞ набегающего потока (для $\overline{x} > 0,3$). Линия 1 отделяет область течения, где прямая ударная волна не реализуется, так

как при этом $(M_{\infty} - c_{+}^{0}) \leq 1$. Расчет, проведенный с помощью соотношений (4.21) и условии $M_{2} = 1$, показан линией 2. Справа от этой линии лежит область, когда невозможны две ударные волны, а слева – когда они возможны. Результаты экспериментов, проведенных для чисел $\operatorname{Re}_{d} = 5 \cdot 10^{5} \dots 10^{6}$ и длины $\overline{l} = 0.85 \dots 0.9$, лежат между первой и второй линиями и удовлетворяют соотношению

$$c_{\perp}^{0} = -0.18 + 0.39 M_{\odot}.$$
 (4.22)

При движении ударной волны к торцу происходит вытекание газа из разрушенной зоны отрыва.

Вторая стадия пульсаций отрывной зоны начинается с образования новой отрывной зоны на игле (см. рис.4.22, кадры 1...7, 24...25). В момент, когда движущаяся ударная волна сливается со второй ударной волной перед торцом, эта зона имеет небольшие размеры. Отрыв возникает за счет взаимодействия прямой ударной волны, образовавшейся при слиянии двух волн, с пограничным слоем. Со временем отрывная зона увеличивается, достигая вершины иглы. Фотографии, полученные с большим увеличением, позволили построить схему течения при второй стадии (фазе) пульсаций (см. рис.4.23). На схеме *AB* – косой скачок уплотнения, образующийся перед зоной отрыва, *BD* – задний скачок уплотнения, *BC* – прямой скачок уплотнения. При такой схеме течения имеется линия тройных точек пересечения скачков уплотнения, которая делит набегающий поток на две части.

Одна часть потока проходит через косой скачок уплотнения AB, а затем – через прямой скачок BC. При переходе через косой скачок давление в потоке возрастает до давления p_2 , которое примерно равно давлению в конической зоне отрыва. За прямым скачком уплотнения давление в заторможенном потоке достигает величины $p''_0 > p'_0$. Здесь p'_0 – полное давление в потоке, прошедшем только через прямой скачок уплотнения; p''_0 – полное давление в потоке, прошедшем косой, а затем прямой скачки уплотнения.

Вторая часть потока проходит через скачок *BD* и имеет полное давление p'_0 . Эта часть газа не проникает в область *CBE*, так как $p''_0 > p'_0$, а обтекает кромку торца и течет далее вдоль боковой поверхности цилиндра. Вследствие того, что $p''_0 > p_2$ (p_2 – давление в зоне отрыва),

основная часть газа из потока, прошедшего через прямой скачок ВС, устремляется в область низкого давления - в зону отрыва. Это приводит к увеличению размеров этой зоны, причем точка отрыва перемещается по поверхности иглы к ее вершине. Вихревая пелена ВЕ отделяет поток, затекающий в область отрыва от потока, уходящего за торец. Результаты измерений показывают, что скорость движения косого скачка уплотнения с, характеризующая скорость перемещения передней границы зоны отрыва, при $\overline{x} \ge 0.3$ близка по величине к скорости с. По теневым фотографиям, выполненным с экспозицией ~ 10^{-6} с, были замерены углы $\overline{\theta}$ жидкого конуса, образованного отрывной зоной на второй стадии пульсаций. Оказалось, что для чисел $M_{\infty} = 2...6$ при $\overline{l} = 0, 3...1, 4$ угол $\overline{\theta}$ для второй стадии пульсаций $\overline{\theta}$ = 20...24° (режим течения в слое смешения – турбулентный). На рис.4.23 представлена зависимость c^0 = = с /а от числа М ... Линия 1 отделяет область существования отошедшей ударной волны (слева) от области присоединенной ударной волны при условии, что зона отрыва сохраняет при различных числах М постоянный угол конуса, равный $\overline{\theta} \approx 22^\circ$.

В тот момент, когда зона отрыва при своем движении достигает вершины иглы, наступает третья стадия пульсаций (см. рис.4.22, кадры 6...13). Поскольку длина зоны отрыва ограничена длиной иглы, то масса газа, которая продолжает поступать в зону отрыва, деформирует переднюю часть зоны отрыва. Такая деформация приводит к образованию непосредственно перед вершиной иглы отошедшей ударной волны. Давление газа, прошедшего эту ударную волну у вершины иглы, равно ро. Однако в основной части своей части скачок уплотнения перед зоной отрыва остается коническим, давление за конической частью скачка равно р'. Примерно такое же давление имеет газ в отрывной зоне, причем $p_{q_1} < p'_{q_2}$. В районе пересечения скачков уплотнения образуется тройная точка (см. рис.4.22), и характер течения здесь такой же, как при второй стадии пульсаций. Приток газа в зону отрыва не прекращается, и газ в этой зоне, не имея возможности двигаться вперед (навстречу основному потоку), перемещается в радиальном направлении. Это приводит к разширению зоны отрыва и появлению большого по размеру прямого скачка уплотнения. Начиная с этого момента коническая часть скачка уплотнения исчезает и давление газа, находящегося в зоне отрыва,
становится равным p'_0 . Приток газа в зону отрыва прекращается и, наоборот, начинается его интенсивное вытекание. Зона отрыва разрушается. После разрушения зоны отрыва снова наступает первая стадия процесса пульсаций.

Таким образом, режим течения с пульсациями второго рода характеризуется тремя стадиями. На первой стадии прямая ударная волна перемещается к торцу. Газ, находящийся в пространстве около иглы перед торцом цилиндра вытекает в пространство между цилиндром и ударной волной. Затем, когда ударная волна находится вблизи торца цилиндра, происходит отрыв пограничного слоя, "наросшего" на игле. Начинается вторая стадия процесса пульсаций. Образовавшаяся зона отрыва является замкнутой, и газ из нее не вытекает, а наоборот, накапливается со временем за счет притока воздуха, проходящего косой и прямой скачки уплотнения. Зона отрыва возрастает, точка отрыва перемещается навстречу потоку и достигает вершины иглы. Наступает третья стадия – "набухание" отрывной области и образование отошедшей ударной волны. После разрушения зоны отрыва наступает снова первая стадия процесса пульсаций.

Границы режима течения

 $\frac{\text{Режим течения с пульсациями второго рода возникает при длине иглы <math>\overline{l_3} < \overline{l} < \overline{l_2}$, где $\overline{l_3}$ и $\overline{l_2}$ – минимальная и максимальная длина иглы, при которых реализуется этот вид течения, Величины $\overline{l_2}$, $\overline{l_3}$ зависят от параметров M_{∞} , Re_d , \overline{d} , a_{μ} , φ , \overline{r} .

Как показывают экспериментальные исследования, значения $\overline{l_2}$ и $\overline{l_3}$ определяются характеристиками существования первой и второй стадии пульсаций. Величина $\overline{l_3}$ определяется минимальной длиной иглы (конуса), при которой может реализоваться первая стадия процесса пульсаций, т.е. длина $\overline{l_3}$ примерно равна отходу ударной волны перед телом без иглы (конуса). Величина $\overline{l_2}$ определяется максимальным размером отрывной зоны, образующейся на игле (конусе) при второй стадии процесса пульсаций в момент, когда точка отрыва совпадает с вершиной иглы (конуса). Для иглы при $a_{\pm} = 90^{\circ}$ и r = 0 получим $\overline{l_2} = 0.5$ сtg θ , где θ – угол зоны отрыва, $\overline{\theta} \cong 22^{\circ}$, если слой смешения в районе точки присоединения – турбулентный, и $\theta = 8^{\circ}$, если этот слой – ламинарный. При

 $a_{\rm m} = 90^{\circ}$ и $\overline{r} \neq 0$ течение при второй стадии процесса пульсаций близко к обтеканию иглы, установленной перед плоским торцом диаметром $d_1 = d \cdot 2r$, и связь между параметрами l_2 и \overline{r} определяется соотношением

$$\overline{l_2} \approx (0.5 - \overline{r}) \operatorname{ctg}\overline{\theta}.$$
(4.23)

Результаты расчета по этой формуле удовлетворительно согласуются с экспериментом.

При а < 90° размер отрывной зоны определяется не только углом зоны отрыва, но и условиями в районе присоединения оторвавшегося пограничного слоя.

$$\frac{l}{l_{3}} = \frac{k_{1}[a_{\mu} - (a_{0}' - a')]}{\lambda_{3}}; \qquad (4.24)$$

где $\mathbf{k}_1 = a_1 M_{\infty} + a_2$; $a_1 = 0.605$; $a_2 = 0.52$; $a' = b_0 + b_1 M_{\infty} + b_2 M_{\infty}^2$; $b_0 = -0.38$; $b_1 = 0.269$; $b_2 = -0.0284$; $\overline{\Delta} = \Delta/d$ – относительный отход ударной волны от тела без иглы; a'_0 – минимальный утол конуса в радианах, при котором происходит отход ударной волны; a_{μ} – угол щитка в радианах.

Первое соотношение (4.24) справедливо при $a_{\rm m} < 1,5$ рад, а второе – во всем исследованном диапазоне $a_{\rm m}$. При $a_{\rm m} = 1,57$ следует использовать соотношение (4.23). При $a_{\rm m} > 1,57$ значение $\overline{l_2}$ примерно равно значению $\overline{l_2}$, полученному при $a_{\rm m} = 1,57$. Изменение числа Re_d от $7 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^6$ приводит к изменению верхней границы ($\overline{l_2}$) примерно на 10 %, а на нижнюю практически не оказывает влияния.

Пульсационные характеристики

Результаты экспериментов по спектрам пульсаций давления в отрывной зоне, замеренные на щитке ($a_{\mu} = 90^{\circ}$) с установленной впереди иглой, представлены на рис.4.24. Здесь и далее принято:



Р и с. 4.24. Типичные спектры пульсаций давления, измеренные на поверхности щитка с иглой или без иглы (M = 3; Re = 5.6.10; T_0/T_w = = 1; $a_{\rm H}$ = 90°; φ = 7°; \overline{d} = 0,06; $\overline{y} = \frac{y}{d}$ = 0,7)

$$l_{\Sigma} = 20 lg \frac{\sigma_{\Sigma}}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{p'_0}, \ L_{\Delta f} = 20 lg \frac{\sigma_{\Delta f}}{\sigma_0} \frac{\rho_{c\tau}}{p'_0}.$$
(4.25)

где p'_0 – полное давление за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке.

Изменение длины иглы существенно влияет на уровни пульсации давления (см. рис.4.24 и 4.25, *a*). Максимальные уровни L_{Σ} и $L_{\Delta f}$ реализуются при $\overline{l} \approx \overline{l_2}$ (см. рис.4.25, *a*); уменьшение L_{Σ} с ростом \overline{l} при $\overline{l} > l_2$ связано с переходом к режиму течения с пульсациями первого рода. Максимум в зависимости $L_{\Sigma} = L_2(\overline{l})$ при уменьшении a_{μ} сдвигается в сторону меньших значений \overline{l} , что объясняется падением $\overline{l_2}$ при уменьшении a_{μ} . Отметим также, что пульсации давления распределены равномерно по поверхности щитка (кроме района на щитке вблизи иглы и края щитка).

Спектры пульсаций давления не имеют дискретных составляющих, если игла не выходит за ударную волну, образующуюся перед телом без иглы ($l \leq 0,3$; см. рис.4.24). При l = 1 в спектрах пульсаций давления



Р н с. 4.25. Влитяние длины иглы или конуса (a) и угла атаки (b) на уровни пульсаций давления ($M_{\infty} = 6$; $\operatorname{Re}_{d} = 10^6$):

+. • $-L_{a}$: X , O $-L_{\Sigma}$: 77777 — белый шум: +. O — конус: •, X — нгла: 1. 2. 3. 4 — основной, первый, второй и третий тона: — интерполяционные кривые: a — нгла, конус (a_{μ} = 90°; φ = 7°); δ — конус (M_{∞} = = 6: Re_{d} = 10⁶; T_{0}/T_{ω} = 1.8; a_{κ} = 20°)

наблюдаются дискретные составляющие, превышающие уровни сплошного шума на 10...20 дБ.

Изменение числа Рейнольдса Re_d в диапазоне $(2...160) \cdot 10^4$ и относительного диаметра иглы $\overline{d} = d_0/d = 0.06...0,3$ практически не

оказывает влияния на безразмерную частоту дискретной составляющей $\operatorname{Sh}_{A2} = f_{A} a_{0}^{-1}$, где принято z = d, если $L \leq d$, и z = L, если $L \geq d$, L - расстояние от вершины иглы до кромки щитка, a_{0} - скорость звука в заторможенном набегающем потоке; индекс "2" - для пульсаций второго рода.

Параметр \vec{l} во всей области существования режима течения с пульсациями второго рода практически не оказывает влияния на Sh_{a2} . То же можно сказать относительно параметров $a_{\mu} = 60...120^{\circ}$ и $T_0/T_{tw} = 1...2$. Угол конусности иглы тоже не влияет на число Sh_{a2} при $\varphi < \langle a'_0,$ где a'_0 – угол конуса, при котором вблизи конца иглы возникает отошедший скачок уплотнения. Наибольшее влияние на число Se_{a2} оказывает число $\operatorname{M}_{\infty}$, которое изменяет число Sh_{a2} при увеличении $\operatorname{M}_{\infty}$ от 2 до 6 примерно в два раза (см. рис.4.23).

Период колебаний (для основного тона) отрывной зоны при пульсациях второго рода на игле складывается из времени движения ударной волны от конца иглы к торцу цилиндра τ_1 , времени движения зоны отрыва от торца к концу иглы τ_2 и времени поперечного увеличения отрывной зоны τ_3 . Для значения $\overline{l} \approx \frac{l}{l_2}$, когда время $\tau_3 \approx 0$, получим соотношение

$$Sh_{\mu 2} = f_{\mu} z a_0^{-1} = \frac{a_{\infty} a_0^{-1} (1/c_{+}^0 + 1/c_{-}^0)^{-1}}{\cos \gamma_2}$$
(4.26)

Относительные скорости движения ударной волны c_{+}^{0} и c_{-}^{0} при $\overline{l} \cong \overline{l_{2}}$ находятся по формуле (4.22); $\cos \gamma_{2} \equiv l_{2}/L_{2}$; L_{2} – значение L при $\overline{l} \equiv \overline{l_{2}}$. Так как число Sh_{д2} не зависит от \overline{l} , то формулу (4.26) можно использовать при различных значениях \overline{l} . Сравнение расчетных значений для основного тона колебаний с экспериментальными приведено на рис.4.23.

. Максимальные уровни дискретной составляющей $L_{\text{дтах}}$ реализуются при $\tilde{l} \cong \tilde{l}_2$ (см. рис.4.25, *a*). Результаты обработки экспериментальных данных показывают, что для различных чисел M_{∞} и углов *a* параметр $\sigma_a/\sigma_{\text{дтах}}$ является линейной функцией \tilde{l} :

$$\sigma_{\mu} \sigma_{\mu} = k_0 + k_1 \overline{l}; \qquad (4.27)$$

$$\boldsymbol{k}_{0} = -\overline{l}_{0}/(\overline{l}_{2} - \overline{l}_{0}); \ \boldsymbol{k}_{1} = (\overline{l}_{2} - \overline{l}_{0})^{-1},$$

где $\overline{l_0}$ — минимальная длина иглы, при которой для $a_{\underline{u}} = a_{\underline{u}0}$ имеет место дискретная составляющая в спектре пульсаций давления; $a_{\underline{u}0}$ — минимальный угол щитка, при котором существует режим течения с пульсациями второго рода; $\sigma_{\underline{d}}$ — максимальное значение $\sigma_{\underline{d}}$ для произвольного угла $a_{\underline{u}} \leq 1,57$ рад.

Для $M_{\infty} = 2...6$; $\text{Re}_{d} = (1...6) \cdot 10^{6}$; $T_{0}/T_{w} = 1...2$ уровни $(L_{\text{дгтах}})_{0}$ для основного и первого тонов дискретной составляющей примерно постоянны и равны 177 и 167 дБ соответственно $[(L_{\text{дгтах}})_{0} - 3$ начение $L_{\text{дгтах}}$ при $a_{\text{ц}} = 1,57$ рад)]. В соотношении (4.27) известны $\overline{l_{0}} = \overline{l_{3}}$ и $\overline{l_{2}}$, значение $\sigma_{\text{дгтах}}$ неизвестно. Оно определяется из эмпирической зависимости

$$\sigma_{\rm gmax}/(\sigma_{\rm gmax})_0 = \overline{k_0} + \overline{k_1 l_2}; \qquad (4.28)$$

где $\overline{k_0} = -\overline{l_3}/(\overline{l_2'} - \overline{l_3}); \ \overline{k_1} = (\overline{l_2'} - \overline{l_3})^{-1}; \ \overline{l_2'}$ – длина иглы для верхней границы режима течения с пульсациями второго рода при $a_{\mu} = 1,57$ рад. Указанный метод расчета проверен и удовлетворяет условиям $M_{\infty} = 2...6;$ $a_{\mu \mu} = 1,13...1,57$ рад; $\operatorname{Re}_d = (1...6) \cdot 10^6; \varphi = 0,12...1,57$ рад; $d = 0,06...0,23; T_0/T_{\mu \mu} = 1...2.$

Сравнивая характеристики пульсаций давления, измеренные при обтекании конуса или иглы, установленных перед торцом цилиндра, следует отметить:

а) при $\overline{l} = 0, 4...0, 8$ частота дискретной составляющей не зависит от длины иглы или конуса \overline{l} ;

б) частоты f_{nk} дискретной составляющей находятся в кратном отношении f_{n1} : f_{n2} : f_{n3} : $f_{n4} = 1:2:3:4$. Причем для конуса первый, второй и третий тоны соответствуют $\overline{k} = 2$; 3; 4, для иглы основной тон определяется $\overline{k} = 3$. По-видимому, реализация именно таких тонов

обусловлена характером затекания (и вытекания) массы газа в зону отрыва.

С учетом тона колебаний соотношение (4.26) для иглы или конуса перепишется в виде

$$Sh_{\mu 2} = \frac{a_{\infty}a_{0}^{-1}(1/c_{+}^{0} + 1/c_{-}^{0})\overline{k}}{3\cos\gamma_{2}}$$
(4.29)

где k = 1, 2, 4, 5, ... реализуется при обтекании иглы, установленной перед полым цилиндром (см. разд. 4.6.3); k = 2, 3, 4... - для конуса; k = 3, 6... - для иглы перед торцом;

в) суммарные уровни и уровни дискретной составляющей, измеренные на цилиндре с конусом ($a_{\kappa} \leq 25^{\circ}$), изменяются таким же образом, как и на цилиндре с иглой, причем уровни L_{Σ} и L_{a} в обоих случаях приблизительно одинаковы (при одинаковой длины иглы и конуса, см. рис.4.25, a).

Влизние угла атаки

Переход от плоского или осесимметричного течения в отрывной зоне к трехмерному ведет к стабилизации течения. На рис.4.25,6 иллюстрируется влияние угла атаки θ на пульсационные характеристики при обтекании конуса со щитком (полуугол конуса $a_{\rm k} = 20^{\circ}$). Уровень дискретной составляющей уменьшается, суммарные уровни остаются примерно постоянными. При угле $\theta > 10^{\circ}$ спектр пульсаций давления не имеет дискретных составляющих, и течение стабилизируется.

4.6.2. РЕЖИМ ТЕЧЕНИЯ С ПУЛЬСАЦИЯМИ ПЕРВОГО РОДА

Режим течения с пульсациями первого рода характеризуется колебаниями конической зоны отрыва, образующейся на игле перед торцом (щитком). Максимальную длину иглы, при которой имеет место этот режим, обозначим через \overline{l}_1 (верхняя граница), а минимальную – через \overline{l}_2 (нижняя граница). Для иглы, длина которой меняется в диапазоне $\overline{l}_2 < \langle \overline{l} < \overline{l}_1$, длина зоны отрыва равняется длине иглы и увеличивается при

увеличении \overline{l} . При $\overline{l} > \overline{l_1}$ точка отрыва с конца иглы переходит на ее цилиндрическую часть, а длина зоны отрыва при увеличении \overline{l} почти не изменяется и соответствует длине зоны отрыва при стационарном обтекании. Нижняя граница $\overline{l_2}$ режима течения с пульсациями первого рода соответствует верхней границе режима течения с пульсациями второго рода.

Результаты экспериментального исследования позволяют построить следующую приближенную картину развития процесса с пульсациями первого рода. При длине иглы $\overline{l} > \overline{l}$ реализуется стационарное обтекание, причем длина зоны отрыва такова, что разделяющая линия тока, отходящая от точки отрыва под углом $\theta_{
m o}$ к оси иглы, приходит на край торца или щитка. Соединим конец иглы и край щитка прямой и обозначим угол между ней и осью течения через γ . В случае $\overline{l_{2}} < \overline{l} < \overline{l_{1}}$ будем иметь $\overline{\theta_0}$ < γ . Стационарное течение невозможно, так как разделяющая линия тока не попадает на край щитка, и часть газа из слоя смещения вливается в отрывную область. В результате взаимодействия части слоя смешения со щитком образуется волна сжатия, которая, распространяясь по отрывной области, приходит к точке отрыва и увеличивает угол отрыва на величину $\Delta \theta$. Для реализации процесса пульсаций необходимо, чтобы угол $\overline{\theta}_1 = (\overline{\theta} + \Delta \overline{\theta})$ был больше угла γ . В результате разделяющая линия тока пройдет выше кромки щитка, и часть газа покинет отрывную зону, создавая волну разрежения вблизи края щитка. Эта волна, распространяясь по зоне отрыва, достигает вершины иглы и уменьшает угол отрыва, который примет значение $\boldsymbol{\theta}_{s}$ и т.д. Таким образом, угол отрыва колеблется от значения $\overline{\theta_1}$ до значения $\overline{\theta_2}$. Так как при $\overline{l} = \overline{l_1}$ процесс пульсаций прекращается, то угол $\overline{\theta_1} \approx \gamma_1$, где упол, характеризующий границу стационарного и нестационарного течения. Угол между осью модели и разделяющей линией тока, приходящей для заданного значения 1 в какой-то момент времени на кромку торца или щитка, $\overline{\theta} \approx (\theta_1 + \overline{\theta_2})/2$. Основные соотношения, определяющие углы отрывной зоны, имеют вид

$$\overline{\theta_2} = 2\overline{\theta} - \gamma_1; \ tg\overline{\theta} = 0.5\overline{l}; \ tg\gamma_1 = 0.5\overline{l}_1.$$
(4.30)

Рассмотрим влияние числа $\operatorname{Re}_{L} = \rho_{2} u_{2} L/\mu_{2}$ на колебания отрывной зоны

(индекс "2" относится к верхней границе слоя смещения конической зоны отрыва). Для чисел М = 2...6 и длин І можно выделить следующиее три характерные области значений Re, При Re, больших некоторого значения Re, , колебания скачка уплотнения (и, следовательно, зоны отрыва) носят устойчивый характер, причем амплигуда колебаний постоянна и не меняется в течение времени. В области $\operatorname{Re}_L < \operatorname{Re}_L < \operatorname{Re}_L$ колебания скачка неустойчивы, амплитуда колебаний меняется во времени, достигая то нулевых значений, то значений, превышающих аналогичные значения амплитуд для области Re, > Re, . Надо отметить, что в указанной области ($\operatorname{Re}_{L_1} < \operatorname{rE}_L < \operatorname{Re}_{L_2}$) с уменьшением числа Re_L время, в течение которого амплитуда колебаний мала или равна нулю, увеличивается. Наконец, существует область значений $\operatorname{Re}_L < \operatorname{Re}_L$, когда колебания скачка уплотнения прекращаются, и течение становится стационарным. Изменение числа Re_{L} практически не оказывает влияния на число $\operatorname{Sh}_{a1} = f_{a}L/u_{2}$ во всем диапазоне изменения числа Re,, при котором режим течения с пульсациями первого рода существует.

Границы областей с устойчивыми пульсациями и без пульсаций сдвигаются с изменением числа M_{∞} набегающего потока. График зависимости $\text{Re}_L = \text{Re}_{\bullet}$ для этих границ от M_{∞} представлен на рис.4.26. На этом же рисунке приведены результаты измерений перехода от ламинарного режима течения к турбулентному в слое смешения отрывной зоны, выполненные при использовании фотографий течения с экспозитцией $\sim 10^{-6}$ с, на которых был зафиксирован режим течения с пульсациями первого рода. Исследование показывает, что в слое смешения зоны отрыва обычно наблюдаются три области течения. У вершины иглы зона смещения – ламинарная, затем располагается область перехода, а затем далее по течению – турбулентная область. По фотографиям были измерены расстояния x_n от вершины иглы до начала перехода (который четко фиксируется на фотоснимках) и вычислены $\text{Re}_n = \rho_2 u_2 x_n/\mu_2$. Эти значения Re_n отмечены на рисунке трехугольниками. Граница перехода от



Рис. 4.26. Зависимость числа Re_ от числа М ...:

— граница течения с устойчивыми пульсациями; —×— граница течения без пульсаций; — — — граница перехода от ламинарного течения к турбулентному в слое смешения области отрыва (расчет); △ — начало перехода (эксперимент); І — область устойчивых пульсаций; ІІ область неустойчивых пульсаций: ІІІ — область течения без пульсаций

ламинарного течения к турбулентному достаточно размытая, т.е. наблюдается широкая дорожка разброса экспериментальных данных. На рисунке пунктирной линией указана граница перехода в слое смешения стационарной отрывной зоны, рассчитанная по соотношению $Re = 7 \cdot 10^4 \exp[0,67(M_2 - 2)]$. Из рис.4.26 видно, что течение с неустойчивыми пульсациями соответствует области перехода от ламинарного течения в области смешения к турбулентному. Область устойчивых пульсаций соответствует числам Re_L , соответствующим турбулентным слоем смешения. В этом случае, если слой смешения полностью ламинарный, нестационарного течения в отрывной зоны, елоем смешения в объясняется тем, что без турбулентных вихрей автоколебательный процесс, описанный выше, не поддерживается и со временем затухает.

Эксперименты показывают, что в спектре пульсаций давления отрывной зоны при режиме течения с пульсациями первого рода присутствуют дискретные составляющие, которые превышают уровень сплошного спектра на 5...20 дБ, при этом для исследованных параметров: $M_{\infty} = 2...6$; $\operatorname{Re}_{d} = 7 \cdot 10^{4} ... 2 \cdot 10^{6}$; $\overline{d} = 0.06 ...0.23$; $\varphi \leq a'_{0}$; $a_{\mathrm{m}} = 0.7...2.1$ рад; $T_{0}/T_{\omega} = 1...2$; число Струхаля $\operatorname{Sh}_{d1} = f_{\pi}L/u_{2} \approx 0.22k$, где $u_{2} - c_{2}$

скорость на внешней границе слоя смешения отрывной зоны; $\overline{k} = 1, 2, 3...$

Были проведены измерения амплитуды колебаний скачка уплотнения при $\operatorname{Re}_{L} > \operatorname{Re}_{\bullet}$ (где $\operatorname{Re}_{\bullet}$ – минимальное число $\operatorname{Re}_{L} = \rho_{2} u_{2} L/\mu_{2}$, соответствующее обтеканию задней кромки турбулентным пограничным слоем). При обработке экспериментов форма скачка считалась строго конической и полууглом при вершине конуса a_{ck} . При турбулентном слое смещения в окрестности точки присоединения число Re_{d} не влияет на $\Delta a_{ck}/a_{ck}$, где $\Delta a_{ck} = (a_{ck2} - a_{ck1})/2; a_{ck1}$ и a_{ck2} – минимальный и максимальный углы скачка уплотнения.

Используя соотношения (4.30), можно следующим образом приближенно вычислить амплитуду пульсаций давления в отрывной зоне и относительную амплитуду колебаний скачка уплотнения. Так как отрывная зона коническая, то воспользовавшись таблицами конических течений, при известном числе M_{∞} набегающего потока можно определить угол скачка a_{ck} и давление $\overline{p_2} = p_2/p_{\infty}$ на жидком конусе (и, следовательно, в области отрыва) как при максимальном $\overline{\theta_2}$, так и при минимальном $\overline{\theta_1} =$ = γ_1 углах и вычислить $\Delta a_{ck}/a_{ck}$, а также относительное изменение давления во время пульсаций отрывной зоны.

4.6.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ БЕЗ ИГЛЫ И С ИГЛОЙ, УСТАНОВЛЕННОЙ ПЕРЕД ПОЛНЫМ ЦИЛИНДРОМ

Пульсации давления в полом цилиндре без игды ($\overline{l} = 0$)

Рассмотрим течение в окрестности полого (закрытого с одного конца) цилиндра, ось которого совпадает с направлением вектора скорости набегающего сверхзвукового потока.

Картины обтекания сверхзвуковым потоком газа полого цилиндра существенно отличаются друг от друга при числах $\operatorname{Re}_d > 10^5$ и $\operatorname{Re}_d \leq 10^5$. Чтобы продемонстрировать это, рассмотрим для примера влияние числа Re_d на относительный средний отход ударной волны перед полым цилиндром $\overline{\Delta} = \Delta/d$ (здесь d – диаметр цилиндра). Эксперименты, 190

проведенные при числах $M_{\infty} = 2...3,7$, показывают, что числа $\text{Re}_d = (1...10) \cdot 10^5$ не влияют на $\overline{\Delta}$; числа $\text{Re}_d < 10^5$ оказывают сильное влияние на $\overline{\Delta}$, что объясняется переходом внутри полости от турбулентного течения к переходному.

Рассмотрим случай Re_{A} > 10⁵. С помощью краски, нанесенной на внутреннюю поверхность цилиндра и растекающейся под действием потока воздуха, были получены расположения линий тока в полости. При относительной длине цилиндра $\overline{S} = S/d < 0,4$ в нем наблюдается устойчивое симметричное течение с низкими скоростями потока у стенки. Критическая точка находится в центре днища цилиндра и поток от нее симметрично растекается к периферии. При S > 0,4 симметричная картина обтекания теряет устойчивость, критическая точка смещается в сторону от центра, и в цилиндре, например при $\overline{S} = 0,46$, образуется трехмерный вихрь. При S < 0,4 воздух, входящий в полость, вытекает из цилиндра равномерно по периферии, а при $\overline{S} > 0,4$ он покидает полостъ в основном с одного края. При этом вблизи этого края цилиндра наблюдается искажение головной ударной волны, которая теряет симметричность. Эксперимента показывают, что при Re > 10° средний отход ударной волны от среза цилиндра не зависит от длины цилиндра \overline{S} и сохраняет постоянным для данного числа M_{∞} и различных значений Re_{d} и T_{0}/T_{w} . Если при Re_d > 10⁵ искривление фронта ударной волны за счет

если при Re_d 7 то искривление фронта ударной волны за счет несчимметричного вытекания воздуха из полости невелико, то для Re_d <



Р в с. 4.27. Влияние относительной длины цилиндра на аплитуду пульсаций отхода ударной волны при T_0/T_{co} = 1; 10 $\leq \text{Re}_d \leq 1.1\cdot10^6$ (1 – датчик): $\circ - M_{\infty} = 2.1; \times - M_{\infty} = 2.9; \bullet - M_{\infty} = 3.7$



 $< 10^{5}$ это искривление носит особенно яркий характер и имеет место как при S > 0.9, так и при S = 0.2...0.4. При $\operatorname{Re}_{d} < 10^{5}$ в диапазоне S = 0.3...2,5 наблюдается сильное влияние длины \overline{S} на средний отход ударной волны $\overline{\Delta}$.

Экспериментальные исследования показывают, что в спектре пульсаций давления, измеренного на днище полого цилиндра, имеются дискретные составляющие. Выделим безразмерные параметры, которые могут влиять на безразмерную частоту <u>и</u> относительную амплитуду колебаний давления в цилиндре: M_{∞} , Re_d , \overline{S} , T_0/T_{ω} . В результате проведенного исследования было определено влияние каждого параметра на число $\text{Sh}_{a} = f_{a} z a_0^{-1}$, где $z = S + \Delta$ – характерная длина; a_0 – скорость звука в заторможенном потоке. Параметры менялись в следующих пределах: $M_{\infty} = 1, 5...6$; $\text{Re}_d = (0, 25...10) \cdot 10^5$; $\overline{S} = 0, 25...2, 5$; $T_0/T_{\omega} = 1...2$. Эксперименты показали, что $\text{Sh}_{a} \approx 0, 25$ и не меняется при изменении параметров.

Относительная амплитуда пульсаций давления $\Delta p/p$ для дискретной составляющей, зависящая от M_{∞} , Re_d , \overline{S} и T_0/T_{ω} , тесно связана с амплитудой колебаний ударной волны перед цилиндром $\overline{\Delta'} = \Delta'/d$. При $\operatorname{Re}_d > 10^5$ параметр $\overline{\Delta'}$ практически не зависит от Re_d и $T_0/T_{\omega} = 1...2$. Влияние длины \overline{S} при $10^5 < \operatorname{Re}_d < 1,1\cdot 10^6$ показано на рис.4.27.

Для Re > 10⁵ были измерены уровни L_{Σ} и L_{A} (рис.4.28), которые определялись в соответствии с формулами (4.25). При $\overline{S} \leq 0.4$ в спектре пульсаций давления дискретная составляющая отсутствует. С ростом \overline{S} >

> 0,4 уровни $L_{_{I\!I}}$ и $L_{_{\Delta}f}$ увеличиваются; параметры $M_{_{\infty}}$ и Re_d не оказывают влияния на уровни пульсаций давления. Результаты, представленные на рисунке, показывают, что уровни L_{Σ} , $L_{\mathfrak{a}}$, $L_{\Delta f}$ образуют универсальные зависимости, которые можно использовать для получения данных по уровням пульсаций давления вблизи дна полого цилиндра при М = 1,5...6; Re_{d} = (1...10)·10⁵; T_{0}/T_{m} = 1...2; $\overline{S} \leq 2,5$.

Исследование течения и пульсаций давления в отрывной зоне на игле, установленной перед полным цилиндоом ($\overline{l} \neq 0$)

Рассмотрим отрывное течение на игле ($\overline{l} \neq 0$), установленной перед полым цилиндром (по оси течения). Расположение иглы на модели с цилиндром указано на рис.4.20, в. Кроме безразмерных параметров, определяющих течение в зоне отрыва и указанных в разд. 4.6.1, важное значение приобретает параметр, характеризующий глубину полости, S = = S/d.

Картина течения, которое возникает на игле, установленной перед полым цилиндром, при $\overline{l} > 0$ аналогична картине течения на игле, установленной перед щитком (см. разд. 4.6.1). Незапвисимо от длины цилиндра (S < 2,5) существует два режима пульсаций: режим течения с пульсациями первого рода и режим течения с пульсациями второго рода. Частота дискретного тона при режиме течения с пульсациями второго рода определяется отрывным течением на игле и не зависит от относительной длины \overline{S} ($\overline{S} \leq 2.5$). Поэтому частота дискретной составляющей при S = 0 может быть определена по методу, предложенному в разд. 4.6.1, для случая обтекания модели с иглой, установленной перед торцом цилиндра (S = 0). На моделях с полым цилиндром (S ≠ 0) в спектре пульсаций давления реализуется несколько тонов дискретной составляющей, Число Sh для этих тонов может быть определено по формуле (4.29) при $\overline{k} = 1, 2, 4, 5, \dots$ значение номера \overline{k} зависит от глубины полости S). Причем при $M_{\sim} = 6$ и 0,25 < $\overline{l} \le 1,6$ имеет место режим течения с пульсациями второго рода. Для относительных длин игл l > 1,6 возникает режим течения с пульсациями первого рода. Частота f_n для этого режима и соответствующих длин \overline{l} совпадает с частотой f_n при 5 = 0. Наличие цилиндрической полости сдвигает границу между режимами течений с пульсациями первого и второго родов в сторону 7 - 497

193

более длинных игл. Уровень дискретной составляющей в спектре пульсаций давления почти не изменяется при увеличении S от 0,4 до 1,9, когда длина иглы \overline{l} остается постоянной. При изменении длины иглы \overline{l} для заданного значения $\overline{S} > 0$ зависимость L_{A} от \overline{l} имеет более пологий максимум, чем при $\overline{S} = 0$. Однако максимальные уровни L_{A} при $\overline{S} = 0$ и $\overline{S} \neq 0$ примерно равны. Максимальные уровни L_{Σ} при $\overline{S} \neq 0$ равны максимальным уровням L_{Σ} при $\overline{S} = 0$ и на 5...7 дБ превышают максимальные уровни пульсаций давления в полом цилиндре без иглы.

4.7. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВЫТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ ИЛИ СИСТЕМЫ СТРУЙ ВО ВСТРЕЧНЫЙ ПОТОК

Одним из возможных способов изменения сопротивления летательного аппарата является истечение одной или нескольких сверхзвуковых струй во встречный поток. Анализ таких течений, в большинстве своем нестационарных и трехмерных, содержащих области отрыва, имеющие возвратно-циркуляционные течения и турбулентные слои смещения, чрезвычайно сложен.

4.7.1. ОДИНОЧНАЯ СТРУЯ

Изучение физической картины течения при вдуве недорасширенной сверхзвуковой струи из центра осесимметричного затупленного тела навстречу сверхзвуковому потоку позволило выявить ряд особенностей обтекания тела и обрисовать в общих чертах схему течения. В частности, было установлено, что изменение параметра $\overline{N} = p_{0a}/p_0'$ (где p_{0a} – полное давление на срезе сопла; p_0' – полное давление за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке) приводит к реализации различных режимов обтекания тела, отличающихся как структурой струи, так и устойчивостью течения. Переход от одного режима обтекания к другому сопровождается скачкообразным изменением распределения давления по телу, заметным изменением суммарных аэродинамических характеристик и значительными пульсациями по всей возмущенной области перед телом.



Р и с. 4.29. Влияние степени нерасчетности на суммарный уровень пульсаций давления на различных моделях при $T_{0a}/T_{0\infty} = 1$: × – одна струя ($M_{\infty} = 1.5...3$; $M_a = 1.5...3$; $\text{Re}_d = (2...5) \cdot 10^6$; i == 1): —— одна струя ($M_{\infty} = 4$; $M_a = 2$; $\text{Re}_d = (0, 4...2, 2) \cdot 10^6$; i == 1); — — — одна струя ($M_{\infty} = 4$; $M_a = 4$; $\text{Re}_d = (0, 4...2, 2) \cdot 10^6$; i == 1); О. • — три струи ($M_{\infty} = 3$; $M_a = 3$; $\text{Re}_d = (4...7) \cdot 10^6$; i = 3); О – центр модели; • — периферия модели

Исследования пульсаций давления на лобовой поверхности конического цинтка (модель № 1, рис.4.29) при истечении сверхзвуковой струи навстречу сверхзвуковому потоку были проведены при следующих параметрах: $M_a = 1...4; M_{\infty} = 1,5...4; T_{0a}/T_{0\infty} = 1; a_{\mu} = 45...90^\circ; d_a/d = 0,01...0,06$ (где d – диаметр миделевого сечения щитка); при вычисленных по диаметру миделевого сечения модели и параметрам набегающего потока $\text{Re}_{\infty} = (0,4...3) \cdot 10^6$. Отношение $\overline{N} = p_{0a}/p'_0$ менялось от 0 до 300.

Суммарное значение пульсаций давления на поверхности конуса при отсутствии струй (минимальное значение) в условиях опытов составляло примерно 0,1 p_{∞} . В этом случае пульсации давления были обусловлены в основном шумом пограничного слоя на модели и неоднородностями (турбулентными пульсациями) в набегающем потоке. Выдув струи ($\overline{N} \leq 10$)

приводит к сравнительно быстрому нарастанию пульсаций давления на модели (см. рис.4.29, $L_{\Sigma} = 20 \lg_{\sigma_0}^{\alpha} \frac{p_{c\tau}}{p'_0}$). Положение максимума $\overline{L_{\Sigma}}$ по \overline{N} зависит от относительного диаметра d_d/d и числа M_{∞} и соответствует $\overline{N} = 10...22$ (при этом $\overline{L_{\Sigma}} = 177...181$ дБ). Анализ визуализационной картины течения показывает, что при малых величинах параметра \overline{N} область больших возмущений течения локализована вблизи оси модели и имеет небольшую протяженность. При этом часть головного скачка уплотнения, примыкающая к возмущенной области течения, изменяет свою форму и нестационарна по времени.

По мере увеличения давления в струе внешний поток оттесняется от область возмущенного течения вытягивается молели. вперед и захватывает все большую часть одновременно поверхности конуса. пульсаций при этом нарастает и достигает максимального Уровень значения при N = 10...20. При этом возмущенная область характеризуется хаотическим пространственным изменением внешней границы и неустойчивостью струйного течения. Струя в течение некоторого времени сохраняет периодическую структуру. При одинаковых значениях параметра N глубина проникновения струи во внешний поток для сопла с М = 4 заметно больше, чем для сопла с М = 2, и головной скачок отодвигается от модели на расстояние до двух ее диаметров, принимая почти коническую форму. В некоторый случайный момент времени картина внезапно меняется. Продольный размер возмущений области резко сокращается, и головной скачок приближается к телу. Структура струи сменяется на "однобочечную", причем струя замыкается центральным сегментальным скачком уплотнения, а углы отклонения струи у кромки сопла увеличиваются. Через некоторое время картина течения в струе вновь меняется на периодическую, и явление повторяется.

Как показали эксперименты, существует некоторый диапазон относительных давлений $\overline{N} = 10...40$ (зависящий от M_a сопла), в котором средняя частота чередования режимов возрастает от нуля до максимального значения, а затем вновь уменьшается до нуля. Максимальные уровни пульсаций соответствуют примерно середине этого диапазона. На левой границе диапазона (при меньших относительных давлениях) преобладает режим с периодической структурой струи, на правой – с "однобочечной" структурой. Устойчивая картина течения с одной "бочкой" в струе и замыкающим скачком уплотнения для сопла с



M_a = 2 устанавливается при *N* ≥ 40. При этом головной скачок уплотнения принимает симметричную форму и приближается к поверхности модели, а уровень пульсаций снижается примерно в пять раз по сравнению с максимальным.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований пульсаций давления на лобовой поверхности модели. Суммарные уровни $\overline{L_{\Sigma}}$ при $d_d/d = 0.01$ образуют по параметру $\overline{N} = 0...30$ универсальную зависимость ($M_{\infty} = 1, 5...2; M_a = 1, 5...3, 5; a_{\mu} = 45...90^{\circ}$). Уменьшение угла наклона щитка $a_{\mu} < 60^{\circ}$ при $M_{\infty} > 2$ приводит к возрастанию $\overline{l_{\Sigma}}$ при $\overline{N} = 0...10$. Относительный спектр пульсаций давления – сплошной, без дискретных составляющих (рис.4.30, Sh = f/f_0 и $\overline{\sigma} = \sqrt{f_0}\sigma_{1\Gamma\mu}/\sigma_{\Sigma}, f_0 = u_{\infty}/d$ – характерная частота). При относительно больших параметрах вдува $\overline{N} \approx 30$ относительный спектр $\overline{\sigma} = \overline{\sigma}$ (Sh) не зависит в исследованном диапазоне параметров от чисел M_{∞}, M_a и имеет максимум при Sh = 0,15. Уменьшение значения \overline{N} приводит к уменьшению значений низкочастотных составляющих спектра.

4.7.2. СИСТЕМА СТРУЙ

Рассмотрим некоторые особенности нестационарного течения на лобовой поверхности тела при истечении из него системы трех сверхзвуковых струй газа навстречу сверхзвуковому потоку. Исследования велись в диапазоне чисел $M_{\infty} = 2...5$; при этом число Re_{d} .

вычисленное по диаметру миделевого сечения модели d и параметрам набегающего потока, составлялю $(0, 4...0, 7) \cdot 10'$ относительная температура $T_{0\infty}/T_{0a} = 1$. Число $\text{Re}_N = \text{Re}_N / \overline{N}$, характеризующее течение в струе, менялось в диапазоне $(0, 3...1) \cdot 10^6$, что соответствовало турбулентному режиму течения в слое смешения струи (Re_{\bullet} – число Рейнольдса, вычисленное по диаметру критического сечения согла d_{\bullet}). Лобовая часть модели N_2 представляла собой сферический сегмент, для которого R/d = 1,5, где R – радиус сферы (см. рис.4.29). Три сопла (i = 3), оси которых параллельны оси модели, располагались симметрично по окружности d_c , для которой $d_c/d = 0.74$; $d_{\bullet} = 5,1$ мм; $d_{\bullet}/d = 0.0378$ (табл. 4.1).

Таблица 4	ł.	1
-----------	----	---

ма	d _а , мн	d_c/d_a	θ_a^0
3	10,5	9,54	10
2	6,6	15,2	10
1	5,1	19.6	0

Поскольку сопла имели косой срез, число M_a на срезе сопла определялось по среднему сечению, перпендикулярному оси сопла и проходящему через точку пересечения этой оси с наклонной плоскостью сопла. Для измерения пульсаций давления на лобовой поверхности модели применялись два датчика пульсаций давления. Один датчик устанавливался в центре модели, а другой – на ее периферии: y/d = 0 и 0,4 соответственню. Были проведены также испытания модели № 3, у которой три сопла располагались по окружности с шагом 120° (см. рис.4.29).

Рассмотрим влияние параметров \overline{N} , M_{∞} , M_a , *i* и d_c/d на относительные суммарные значения $\overline{\sigma_{\Sigma}} = \sigma_{\Sigma}/p_{\infty}$ на лобовой поверхности модели N_{Σ} 2. Параметр \overline{N} оказывает существенное влияние на суммарные значения (рис.4.31): при увеличении $\overline{N} \sigma_{\Sigma}$ увеличивается, достигая при некотором значении \overline{N}_0 максимального значения. Значение \overline{N}_0 зависит от чисел M_{∞} , M_a . Так, например, на периферии сферической поверхности модели M_{∞}



 $M_a = 3.$

Таблица 4.2

i	M _w	N ₀
3	2	60
1	2	90
1	3	40

Как показывают эксперименты (см. рис.4.31), при i = 3, $M_a = 3$, $M_{\infty} = 3$ в центре и на периферии лобовой поверхности модели уровни $\overline{L_{\Sigma}}$ примерно одинаковы для всего диапазона изменений $\overline{N} = 0...70$. Уровни пульсаций давления при заглушенных соплах (вдува нет) близки к уровням пульсаций на поверхности модели при слабом вдуве через сопла. Значительное влияние на $\overline{\sigma_{\Sigma}}$ оказывает число M_{∞} (см. рис.4.31); влияние числа M_a на $\overline{\sigma_{\Sigma}}$, как показывают эксперименты, значительно слабее. При этом в центре модели число $M_a = 1...3$ практически не изменяет относительные суммарные значения во всем исследованном диапазоне $\overline{N} =$ = 0...80. На периферии модели это влияние составляет не более 20... 30 %.

Сравнив результаты испытаний моделей $N \ge 2$ и 3, отметим, что расположение сопел по внешнему контуру модели (увеличение d_c/d) приводит к снижению уровней пульсаций для $\overline{N} < 100$. В этом случае, по-видимому, турбулентные вихри слоя смещения струй практически не воздействуют на поверхность модели и сносятся потоком. Высокие уровни пульсаций давления при большом разносе сопел появляются при $\overline{N} > 500$.

Значения $\overline{N_0}$, при которых достигаются максимальные значения пульсаций давления $\overline{\sigma_{\Sigma 0}}$ на поверхности моделей \mathbb{N}_2 1...3 при i = 1, 2, 3, указаны в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Номер	i	M _∞	м _а	$\overline{N_0}$	σ _{Σ0}	
					l	
1	1	3,4	2,3	1520	3,55	
2	3	3	3	80	5,5	
2	3	5	3	60	24	
2	1,2,3	2	13	5080	1	
3	3	4	2,5	> 120	> 8	

Были получены также данные по коэффициентам корреляции между точками, принадлежащими центральной и периферийной частям модели $\mathbb{N} \ge 2$. Для $\overline{N} = 0...33$ при числах $\mathrm{Sh} = fd/u_{\infty} = 0,2...0,3$ корреляционная связь между точками достаточно тесная, хотя с увеличением частоты она ослабевает. Увеличение параметра \overline{N} приводит <u>к</u> уменьшению абсолютных значений коэффициентов корреляции. При $\overline{N} = 90$ и числах $\mathrm{Sh} = 0,2...0,35$ корреляционная связь незначительная, а при числах $\mathrm{Sh} = 0,2...0,35$ вообще отсутствует.

4.8. ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЗОНЕ ОТРЫВА ПОТОКА ВНУТРИ СОПЛА

В зонах отрыва потока в сопле, как правило, отсутствуют линии присоединения. Вследствие этого внутрь зоны отрыва непрерывно засасывается атмосферный воздух. Этот воздух обтекает внутренюю поверхность сопла. В рассматриваемых зонах отрыва основными источниками пульсаций давления являются акустический шум выхлопной струи, турбулентность в засасываемом потоке воздуха и колебания скачка уплотнения. При больших углах наклона образующей сопла в основную долю в пульсации давления на стенке сопла вносит акустический шум струи, но при малых углах наклона прохождение акустического шума от струи затрудняется и основной вклад в пульсации давления на стенке создает уже турбулентность в прилегающем потоке. Вдоль всего участка поверхности сопла, находящегося под зоной отрыва (от точки отрыва до выходного сечения), суммарный уровень пульсаций давления практически сохраняется неизменным. Исключение составляет узкая зона непосредственно в районе точки отрыва. Здесь уровень пульсаций на 5...10 дБ выше, чем на остальной поверхности сопла под оторвавшимся потоком. Физически указанное возрастание уровней пульсаций давления в этой зоне (такие зоны наблюдаются не только в соплах, но и во всех других типах отрывных течений) обусловлено отрыва. На рис.4.32 показано продольное колебаниями точки распределение осредненного по времени статического давления р вдоль образующей конического сопла. Статическое давление резко изменяется лишь вблизи точки отрыва. Кроме графика p по z на рис.4.32 изображены оценки производной $\Delta p/\Delta z$. Видно, что в окрестности точки отрыва значения dp/dz в несколько раз больше, чем на остальных участках сопла. В квазистационарном приближении на низких частотах $\sigma_{r} \sim dp/dz$.

Поэтому в окрестности точки отрыва даже небольшие продольные перемещения этой точки приводят к повышенным уровням пульсаций. Сама точка отрыва в реальных условиях всегда пульсирует из-за колебаний давления в набегающем пограничном слое и зоне отрыва.

Обычно на практике угол наклона образующей сопла на участке отрыва $\theta_a < 12...15^\circ$. При таких углах основными источниками пульсаций являются турбулентность и колебания скачка уплотнения. Поэтому пульсационные характеристики слабо зависят от температуры торможения T_0 (рис.4.33). При увеличении T_0 от 273 до 1500 К и более суммарное



Р и с. 4.32. Типичное распределение статического давления p и величины $\Delta p/\Delta z$ вдоль образующей конического сопла

среднеквадратичное значение о, возрастает всего на 20...40 %. В отрывных зонах перед препятствием газ находится в непрерывном циркуляционном движении, в то время как в зону отрыва сопла поступает относительно спокойный воздух из атмосферы. Поэтому по сравнению с закрытыми зонами интенсивность пульсаций в зонах отрыва в сопле получается нипримерно в два pasa же (см. рис.4.33), и значения о составляют $(0, 18...0, 25)q_{n}$, где q_{n} – скоростной напор перед точкой отрыва.

Так как в зонах отрыва в сопле, за исключением точки отрыва, основным источником пульсаций давления является турбулентность в прилегающем потоке газа, то спектры пульса-

ций в них описываются теми же критериями подобия, что и соответствующие спектры для зон отрыва перед препятствием, т.е. параметрами $\frac{\sigma_{1\Gamma u}}{\sigma_{\Sigma}}$

$$\times \sqrt{\frac{u_{\infty}}{\delta}}$$
и $\int \frac{\delta}{u_{\infty}}$ (где δ – зазор между поверхностью сопла и струей; u_{∞} –

скорость потока перед отрывом). В таких координатах, как показывает анализ, спектры пульсаций давления в зонах отрыва в сопле и перед уступом удовлетворительно согласуются между собой. Температура торможения, во всяком случае в диапазоне $T_0 = 280...1500$ К, практически не влияет на безразмерные спектры пульсаций. Вблизи точки отрыва, так же как и в закрытых зонах, из-за колебаний скачка уплотнения преобладают низкочастотные составляющие спектра.

Кроме сплошной составляющей в спектре пульсаций давления в зонах отрыва сопла могут присутствовать дискретные составляющие, которые



возбуждаются соответствующими составляющими, присутствующими во внешнем акустическом поле сверхзвуковой струи. Уровень дискретной составляющей в зоне отрыва в среднем превышает на 4...6 дБ соответстующий уровень во внешнем акустическом поле в плоскости среза сопла на расстояниях (2...4) d_а от границы струи. Для зон отрыва в сопле корреляция в поперечном и продольном направлениях изменяется по-разному. Так, поперечный коэффициент корреляции R'поп зависит от центрального угла ψ между лучами, соединяющими коррелируемые точки с осью сопла, а продольный коэффициент $R'_{прод}$ – от безразмерного параметра $\Delta x/\lambda$, где Δx – расстояние между коррелирующими точками; λ – длина акустической волны. При увеличении угла 🖞 поперечный коэффициент корреляции уменьшается и при ψ = 45° для частот, соответствующих наибольшим спектральным уровням (Sh = 0,1...0,7), R' < 0,4...0,5. Что же касается продольной корреляции, то она практически отсутствует начиная уже с $\Delta x/\lambda < 0,1$.

Глава 5.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ГАЗА В ЗАСТОЙНЫХ ЗОНАХ

Газодинамический нагрев, называемый также термоакустическим, возникает под воздействием пульсаций давления в малоподвижном газе, в частности, в газе, заключенном в полузакрытых полостях, каналах, тупиках и т.д. Причинами такого нагрева является диссипация энергии в ударных волнах и в пограничных слоях на стенках полости. Кроме того, при пульсациях давления теплота может выделяться вследствие теплообмена между стенкой и газом при многократных следующих друг за

другом циклах сжатия и расширения. Для пояснения последнего достаточно рассмотреть один период колебания. Так, в полузакрытой полости во время цикла повышения давления газ, заключенный внутри нее, сжимается и нагревается. Этот нагретый газ собирается на некотором участке, обычно располагаемом в конце полости. От этого нагретого газа часть тепловой энергии вследствие теплообмена передается к стенкам полости. В последующем цикле давление уменьшается, в результате чего газ расширяется и охлаждается. Поскольку при более низком давлении интенсивность теплообмена становится меньше, то хотя нагретый ранее участок стенки и отдает теплоту обратно газу, но отдает лишь часть этой полученной энергии. Некоторая часть теплоты остается в стенке. При больших частотах колебаний газа стенки полости за счет этого эффекта заметно нагреваются.

Следует отметить, что при больших относительных суммарных уровнях пульсаций давления $\sigma_{\Sigma}/p > 0,1$ (где p – статическое давление газа) в газовом объеме образуются ударные волны. В этом случае основным механизмом нагрева является диссипация энергии в этих волнах. Что же касается трения газа о стенки, которое возникает при колебаниях газа под воздействием волн, то оно вносит заметный относительный вклад в газодинамический нагрев при небольших значениях $\sigma_{\Sigma}/p \leq 0,1$, а также при малых числах Re. Газодинамический нагрев газа может происходить, как под воздействием заданных пульсаций давления на входе [5], так и при автоколебаниях, возникающих при взаимодействии стационарного газового потока с полостью. Газодинамический нагрев при заданных пульсациях давления на входе имеет место в различных областях науки и

техники, в газовой промышленности, энергетике и т.д. В частности, такой нагрев возникает в технологических тупиках, измерительных трактах и других полузакрытых полостях, открытый конец которых подключен к зонам с повышенным уровнем пульсаций. При высоких уровнях пульсаций давления на входе даже при работе на холодном газе стенки полости могут нагреваться до $T_n = 300...600$ °C. Более интенсивный газодинамический нагрев происходит при автоколебаниях, которые образуются, например при натекании струи на полость. При этих колебаниях в некоторых случаях стенки полости могут нагреваться до $T_n > 1400$ °C. Этот эффект газодинамического нагрева используется в воспламенителях топливных смесей. Другим примером применения являются

холодильные устройства. В этих устройствах создаются резонансные колебания, под действием которых одна часть газа разогревается – а другая, наоборот, охлаждается. При этом от нагретого газа теплота непрерывно отводится в окружающую среду.

5.1. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ГАЗА ПРИ ЗАДАННЫХ ПУЛЬСАЦИЯХ ДАВЛЕНИЯ НА ВХОДЕ В ПОЛОСТЬ

При заданных пульсациях давления на входе в полость мощность газодинамического нагрева, т.е. количество теплоты q, вырабатываемой в полости за 1 с, зависит от следующих параметров: относительного суммарного уровня пульсаций давления σ_{Σ}/p ; спектрального состава этих пульсаций, давления p, скорости звука a, относительной глубины $l/d_n a$ и характерного поперечного размера полости d_n (или числа $\operatorname{Re} = pad/\mu$).

При случайных колебаниях на входе влиянием спектрального состава в первом приближении можно пренебречь. В этом случае диссипация энергии достаточно полно характеризуется суммарным уровнем пульсаций давления на входе.

При увеличении интенсивности пульсаций происходит возрастание диссипации энергии в ударных волнах и в пограничном слое на стенках Поэтому при увеличении σ_/р мощность полости. отношения газодинамического нагрева q (приходящаяся на единицу плошади полости) возрастает. На рис.5.1 собраны поперечного сечения данные, иллюстрирующие экспериментальные влияние относительного суммарного уровня пульсаций давления σ_{χ}/p на удельную мощность газодинамического нагрева q/p в различных цилиндрических полостях (трубках). Здесь представлены результаты, полученные в опытах на холодном воздухе (Т = 280 К) с различными источниками пульсаций давления: 1) турбулентной струей, 2) зоной отрыва, 3) специальной реверберационной камерой с турбулентным потоком. Во всех опытах мошность газодинамического нагрева определяли С помошью калориметрирования. Из рис. 5.1 видно, что с возрастанием o_∕p мощность нагрева q/p увеличивается. Ранее отмечалось, что при больших



Р и с. 5.1. Относительная мощность нагрева Q/p в зависимости от относительного суммарного уровня пульсаций давления σ_{Σ}/p на входе в полость:

 пульсации, создаваемые в реверберационной камере: 2 – пульсации, создаваемые набегающей турбулентной струей: 3 – пульсации, создаваемые в зоне отрыва

 $a_{1} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0,0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0,1 \\ 0,1 \end{bmatrix}$ суммарных уровнях пульсаций давления на входе, когда $\sigma_{\Sigma}/p > 0,15$, основным источником диссипации являются ударные волны, в которых энтропия возрастает пропорционально $(\sigma_{\Sigma}/p)^3$. Поэтому при $\sigma_{\Sigma}/p > 0,15$ зависимость q/p от (σ_{Σ}/p) приближенно аппроксимируется формулой $q/p \sim (\sigma_{\Sigma}/p)^3$, а при более низких суммарных уровнях, когда доминирующим

источником диссипации становится трение, – формулой $q/p \sim (\sigma_{5}/p)^{2}$.

При увеличении давления p, когда отношение $(\sigma_{\Sigma}/p) = \text{const}$ (т.е. когда течение около входа в полость автомодельно), мощность акустической энергии возрастает. Поэтому при увеличении p количество теплоты, вырабатываемой в полости, также возрастает. Эксперименты показывают, что при низких значениях σ_{Σ}/p , когда основным источником диссипации является трение на стенке, мощность изменяется как $q \sim p^{0.8}$.

Акустические и ударные волны, распространяясь внутри полости, постепенню затухают, теряя свою энергию. Поэтому чем длиннее полость, тем больше в ней вырабатывается тепловой энергии. На рис.5.2 собраны экспериментальные данные, иллюстрирующие влияние относительной длины полости l/d_{-} на мощность q газодинамического нагрева газа. Здесь по

оси ординат отложено отношение q/q_p , где $q_p = \frac{\sigma_{\Sigma}^2}{\rho a} = \left(\frac{\sigma_{\Sigma}}{p}\right)^2 \frac{p}{\kappa} a$ –

интенсивность звука для плоской бегущей волны с амплитудой σ_{∞} на

206

Р и с. 5.2. Влияние относительной q/q_p длины l/d цилиндрической полости на относительную мощность газодинамического нагрева q/q_p : 0,4 О – при пульсациях в реверберационной камере; Δ – при пульсациях, создаваемых турбулентной струей; 0,2 — при наличии в полости звукопоглотителей



входе в полость; *а* – скорость звука. На рис.5.2 представлены данные, полученные в опытах на воздушных моделях с двумя источниками пульсаций: специальной реверберационной камерой с турбулентным течением и турбулентной струей.

Экспериментальные данные, приведенные на рис.5.2, показывают, что при увеличении l/d_n мощность газодинамического нагрева монотонно увеличивается, асимптотически приближаясь при $l/d_n > 200$ к $q \approx (0,5...0,6) q_p$. Следует заметить, что приведенная выше формула для q_p справедлива лишь для плоских акустических волн небольшой интенсивности. Однако в проведенных опытах пульсации давления на входе в полость существенно отличались от пульсаций, соответствующих плоской волне, а их амплитуда не всегда была пренебрежимо малой. Поэтому параметр q_p лишь приближенно характеризует акустическую мощность. Кроме того в опытах имелись определенные потери акустической энергии и теплоты, которые также снижали q. Вот почему даже в длияных полостях $q \leq q_p$.

Уменьшение диаметра полости d_n (т.е. уменьшение числа Re) приводит к возрастанию диссипации энергии в пограничном слое. Поэтому при уменьшении d_n (до определенных пределов), особенню в случае слабых пульсаций, когда вклад ударных волн в диссипацию энергии невелик, газодинамический нагрев возрастает. В настоящее время отсутствуют систематические данные по влиянию d_n на q. Следует иметь в виду, что

предыдущие графики (см. рис.5.1 и 5.2) были построены на основании опытов с полостями $d_{-} > 3$ мм (Re = $\rho a d_{-}/\mu > 10^4$).

Мошность газодинамического нагоева определяется количеством энергии, поглошенной внутри полости. Поэтому при размешении в полости звукопоглотителей мощность газодинамического нагрева возрастает. На экспериментальные ланные, характеризующие рис.5.2 представлены влияние звукопоглотителей на мощность газодинамического нагрева звукопоглотителей использовались Злесь качестве пробки. R сетки. В относительно изготовленные из мелкоячеистой коротких полостях l/d <25 установка звукопоглотителей позволяет существенно (в 3...3,5 раза) интенсифицировать газодинамический нагрев. Заметное повышение газолинамического нагрева отмечалось также в опытах. в которых в качестве звукопоглотителей использовался порошок из мелких металлических частиц d ≈ 0.3...0.5 мм. Газолинамический нагрев при d = const можно также усилить за счет установки на входе в полость сужающегося конфузора. входной диамето которого больше конфузора диаметра полости. При наличии такого количество акустической энергии, поступающей внутрь полости, увеличивается. Как показывают эксперименты, в этом случае возрастание мошности зависит от угла сужения конфузора. Чем меньше этот угол, тем больше акустической энергии входит в полость и тем больше отнесенная к поперечного сечения полости площали мошность газолинамического нагрева.

В тех случаях, когда газодинамический нагрев нежелателен, его мощность может быть снижена с помощью сужения входного сечения полости. Эксперименты показали, что в первом приближениии мощность газодинамического нагрева в полости уменьшается пропорционально площади входного отверстия.

5.2. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПРИ АВТОКОЛЕБАНИЯХ

Известно, что при обтекании тел с различными полостями внутри последних могут возникать интенсивные автоколебания. Характер автоколебаний в основном определяется геометрией самой полости и газодинамическими параметрами потока и слабо зависит от пульсаций в набегающем потоке.

5.2.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПРИ ОСЕВОМ ВТЕКАНИИ ОДИНОЧНОЙ СТРУИ ИЛИ СИСТЕМЫ СТРУЙ В ПОЛОСТЬ

В отличие от плоской преграды (см. гл. 2) для полостей частоты автоколебаний f определяются не диаметром струи, а глубиной полости 1. Кроме того, частота f зависит от скорости звука в полости a. Остальные параметры, такие как h, M_{a} , p_{0} , d_{n} и др., слабо влияют на значения частот. Автоколебания в полости в зависимости от зазора h могут происходить либо на основной моде (низкие частоты), либо на (высокие частоты). первой или второй модах Экспериментально пределах каждого участка, соответствующего установлено, что В низкочастотным автоколебаниям основного тона, число Sh₀ = fl/a B зависимости от h изменяется от 0,25 до 0,15 (рис.5.3). Как известно, для акустически возбуждаемой трубы с одним закрытым концом резонансная частота основного тона соответствует Sh ≈ 0.25. B резонансных полостях, взаимодействующих со сверхзвуковой струей, . значение Sh = 0,25 реализуется лишь при относительных зазорах h/d_{o} , соответствующих небольшим размахам пульсаций. На режимах С высокочастотными пульсациями характерные частоты пульсаций уже выше и



Р и с. 5.3. Числа Струхаля Sh = $\int \frac{d}{dt} \frac{d}{dt}$ в зависимости от относительного зазора h/d_{dt} :

$$O - \frac{d}{n} \frac{d}{a} = 1.59$$
: $\Delta - \frac{d}{n} \frac{d}{a} = 1.3$: $\bullet - \frac{d}{n} \frac{d}{a} = 1$; - - теория

в первом приближении совпадают с частотой первого и второго тона колебаний в акустически возбуждаемой полузакрытой трубе. Следовательно,

для высокочастотных пульсаций Sh = $\frac{fl_n}{a_n} = 0.75$ и 1.25.

Механизм образования автоколебаний при взаимодействии с полостью в основном тот же, что и в случае взаимодействия струи с преградой (см. гл. 2). Появление автоколебаний связано с неравномерным распределением параметров по радиусу струи и с запиранием низконапорной центральной струйки. Однако в случае взаимодействия струи с полостью имеется некоторое отличие. Так, при наличии полости возникновение автоколебаний существенно зависит также от давления в полости, которое, в свою очередь, зависит от относительного диаметра d_n/d_i (d_i – диаметр струи).

Неустойчивый режим течения возникает при размещении входного отверстия полости на тех участках струй, где $p'_0 < p_n$ (эти участки расположены между диском Маха и концом ячейки нерасчетной струи). Здесь p'_0 – полное давление, измеренное с помощью трубки Пито на оси струи, p_n – осредненное по времени давление в полости. Вдоль сверхзвуковой струи существует несколько участков, на которых $p'_0 < p_n$. Поэтому при перемещении полости относительно среза сопла автоколебания могут возникать несколько раз. В относительно узких полостях $d_n/d_i < 1,5$ для струй с n < 1 давление $p_n \approx \nu_{n,c} \rho_0$, где $\nu_{n,c}$ – коэффициент восстановления полного давления в прямом скачке уплотнения при M = M_i. При увеличении диаметра полости d_n (когда $d_n > 1,5d_j$) давление в полости p_n уменьшается. Поэтому при увеличении d_n происходит сокращение длины и числа участков с неустойчивым режимом течения, которые возникают при перемещении полости относительно среза сопла. При $d_n/d_j > 2...3$ автоколебания практически не возникают.

Как указывалось выше, в зависимости от зазора *h* между соглом и полостью могут возникать как высокочастотные колебания с относительно небольшой амплитудой, так и низкочастотные с существенню большей амплитудой (рис.5.4).

На неустойчивых режимах течения давление внутри полости при каждом зазоре изменяется от p_{min} до p_{max} . Типичные графики изменения p_{min} и



Р н с. 5.4. Типичные графики зависимостей $\frac{\Delta p_{\text{max}}}{2p_{\infty}}$ и T_n/T_0 от относительного зазора h/d_a при $M_a = 3.2$; $d_a = 31.5$ мм; $p_0/p_{\infty} = 38$; $T_0 = 270$ К: $\Delta - T_n/T_0$; $O = \frac{\Delta p_{\text{max}}}{2p_{\infty}}$; 1 – участок с Sh = 0.25; 2 – участок с Sh = 0.75

Рис. 5.5. Зависимость p_{max} И p_{min} от относительного зазора h/d_a при $M_a = 3,2; d_a = 31,5$ мм; $p_0/p_{\infty} = 38; d_n/d_a \approx 1; \qquad -p_{\text{max}}; ////-p_{\text{min}}$

 p_{\max} в зависимости от относительного зазора $h = h/h_a$ изображены на рис.5.5. Размах пульсаций $\Delta p = p_{\max} - p_{\min}$. При изменении зазора h размах пульсаций Δp в основном изменяется за счет изменения p_{\min} . На режимах интенсивных пульсаций (низкочастотные колебания) наименьшее давление p_{\min} близко к давлению $p_{\infty} [p_{\min} \approx (1...2)p_{\infty}]$. В отличие от p_{\min} давление p_{\max} в зависимости от зазора (по крайней мере, для струй с $M_a \approx 3...3,5$ и $\overline{h} \approx 0,5...1$) изменяется относительно слабо и сохраняется близким к давлению p_{π} на устойчивом режиме течения. Поэтому для полостей с $d_n/d_a < 1,5$ при $n \approx 0,5...1$ для оценок максимального размаха пульсаций давления можно пользоваться формулой

 $(\Delta p)_{\max} = p_{\max} - p_{\min} \approx \nu_{\Pi,c} \overline{p_0} - p_{\infty}$. При больших M_{j} , когда $p_{\infty}/p_0 \rightarrow 0$, максимальный размах $(\Delta p)_{\max} \approx \nu_{\Pi,c} p_0$.

При увеличении диаметра полости d_n в связи с тем, что при этом давление p_n уменьшается, суммарный уровень σ_{Σ} и размах $(\Delta p)_{max}$ также снижаются. Длина полости l_n относительно слабо влияет на $(\Delta p)_{max}$.

Для многих приложений целесообразно использовать полости конической формы. Автоколебания, которые возникают в конических полостях, имеют ряд специфических особенностей. Прежде всего следует отметить, что для конических полостей участки с неустойчивым режимом течения имеют значительно большую длину. Частоты и амплитуды автоколебаний в конических полостях существенно отличаются от соответствующих параметров для цилиндрических полостей. Период колебаний определяется временем заполнения и опорожнения полости. Поскольку объем конической полости меньше, чем цилиндрической той же глубины, то частоты колебаний в конической полости получаются более высокими. Эксперименты показали, что частоты автоколебаний в конических полостях приблизительно в два раза выше, чем в цилиндрических. Изменение полуугла наклона образующей полости в пределах $\theta = 3...10^\circ$ слабо влияет на частоту колебания. Автоколебания в конических полостях также могут возбуждаться не только на частоте f_0 основного тона, но и на более высоких частотах $f_1 = 3f_0$, $f_2 = 5f_0$. В конических полостях в отличие от цилиндрических размах колебаний Δp существенно изменяется по длине полости. В направлении к ее вершине происходит усиление колебаний. Эксперименты на воздушных моделях показали, что в конических полостях минимальное давление **р**_{ті}, как правило, меньше, чем давление в окружающей среде р. А максимальное давление *p* может быть даже выше, чем полное давление *p* перед соплом. Поэтому в большинстве случаев *Δp* ≅ *p*_{тах}. Экспериментально установлено, что для сопел с М_а = 1 максимальный коэффициент усиления p_{\max}/p_0 реализуется при $(p_0/p_{\infty}) \cong 4...5$. При больших значениях p_0/p_{∞} газ в струях разгоняется до более высоких чисел Маха. В результате увеличиваются потери полного давления в скачках уплотнения, что и приводит при увеличении p_0/p_∞ к снижению коэффициента усиления



Р и с. 5.6. Распределение p_{max} вдоль оси конической полости при $p_0/p_{\infty} = 4...5$: $\bigcirc -\theta = 3.5^\circ; \forall -\theta = 10^\circ$

 p_{max}/p_0 . На рис.5.6 собраны экспериментальные данные по распределению p_{max} вдоль оси конической полости. По мере приближения к вершине полости максимальное давление p_{max} увеличивается. Так, для полости с θ = 3,5° вблизи вершины в сечении (z/l) = 0,1 макси-

мальное давление p_{max} превышает полное p_0 перед соплом более чем в 6 раз. Наиболее высокие значения p_{max} реализуются при небольших полууглах наклона образующей полости $\theta \approx 3...4^\circ$. При больших же углах θ возрастают потери в скачках уплотнения, что и приводит к снижению p_{max} .

При взаимодействии полости с системой струй также могут возникать автоколебания. Для струйных систем возникновение неустойчивых режимов течения может определяться либо ячеистой структурой одиночной струи (если струи разнесены далеко друг от друга), либо соответствующей структурой суммарной, слившейся струи (если струи расположены близко друг от друга). Экспериментально было найдено, что для систем струй частоты автоколебаний определяются длиной полости l_n и не зависят от числа струй. Так же как и в случае одиночной струи, колебания могут возбуждаться как на основном, так и на первом и более высоких тонах. Экспериментально на воздушных моделях установлено, что на режимах колебаний основного тона уровень пульсаций давления внутри полости при втекании системы струй может быть выше, чем при втекании одиночной струи с тем же расходом газа.

5.2.2. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ГАЗА при осевом втекании одиночной струи или системы струй в полость

Газодинамический нагрев в цилиндрической полости

Вдоль полости температура газа существенно изменяется. Для характеристики газодинамического нагрева при автоколебаниях обычно используется температура нагрева Т_, равная максимальной температуре газа в полости T , которая приблизительно совпадает с максимальной температурой стенки полости.

Экспериментальные исследования газодинамического нагрева были выполнены на различных воздушных моделях. В опытах варыировалось число $M_a = 1...4$, отношение $p_0/p_{\infty} = 3...5$, а также геометрические размеры резонансных полостей d_n , l_n/d_n . Основная часть результатов

была получена при $M_a < 3$ и $\text{Re} = \frac{\rho_j V_j d_a}{\mu_i} > 0.5 \cdot 10^6$.

При фиксированном отношении p_0/p_∞ газодинамический нагрев, так же как и уровень автоколебаний, в зависимости от зазора h изменяется немонотонно. На графиках зависимости максимальной температуры нагрева газа Т (которая близка к температуре стенки полости) от h может наблюдаться несколько участков с высокими значениями Т (см. рис.5.4). При тех зазорах h, при которых автоколебания отсутствуют, газодинамический нагрев также практически отсутствует. Нагрев реализуется в том диапазоне изменения p_0/p_{∞} , в каком наблюдаются автоколебания.

Объем газа V, который находится внутри полости и подвергается нагреву, при колебаниях изменяется от V до V Максимальный объем V, очевидно, совпадает с объемом самой полости, а минимальный V зависит от степени сжатия. При интенсивных колебаниях V « V ... Естественно, что нагреваемый газ большую часть времени находится вблизи закрытого конца. Поэтому наиболее высокие температуры, как газа так и стенок полости, реализуются на участке полости, расположенном вблизи ее дна. При больших числах M_a ($M_a > 2$) длина участка, на котором температура газа близка к максимальной, составляет примерно 0,1 l_n . Стенки участка, который расположен около входа, попеременно обтекаются то относительно холодным (на режиме заполнения), то более нагретым газом (на режиме опорожнения). Поэтому стенки входного участка полости нагреваются в полости в результате осуществляется от энергии струи. Поэтому температура вытекающего из полости газа ниже температуры торможения струи T_0 . Это

также приводит к тому, что при пульсациях стенки входного участка полости не только не прогреваются, но и даже несколько охлаждаются. Не вся теплота, которая выделяется в полости за счет диссипации, идет на нагрев газа и стенок полости. Значительная часть (причем иногда преобладающая) теряется. Существует несколько механизмов потерь. Во-первых, часть теплоты передается через стенки полости в окружающее пространство. Эти потери в принципе могут быть снижены с помощью покрытия полости теплоизолящией. Наиболее высокие потери теплоты возникают при внутреннем теплообмене. Течение внутри полости, особенно начальном участке, из-за сильной на ее поперечной неравномерности существенным образом отличается от одномерного. Отдельные высоконапорные струйки втекающей струи глубоко проникают внутрь полости, в то же время другие струйки с меньшим скоростным напором проникают менее глубоко. Особенно сильная неравномерность реализуется в начальный момент режима наполнения. В это время на начальном участке полости структура течения близка к структуре нерасчетной свободной струи. Такой характер течения способствует усилению массообмена (а следовательно, теплообмена) между нагреваемым газом и струей.

Другой механизм внутреннего теплообмена связан с тем, что значительная часть поверхности полости попеременно соприкается то с горячим, то с холодным газом струи. Поэтому стенки полости то получают определенное количество теплоты, то отдают полученную теплоту обратно газу. Стенки полости действуют как теплоемкость в теплообменниках, работающих по регенеративному циклу. Внутренний теплообмен существенно зависит от моды колебаний. При низкочастотных, помпажных колебаниях (основной тон колебаний) струя с переменными по сечению параметрами глубоко проникает внутрь полости, что способствует массообмену. В отличие от этого при высокочастотных колебаниях (первый и более высокий тон колебаний) струя внутрь
полости практически не проникает; газ внутри полости совершает небольшие продольные колебания. Поэтому при высокочастотных колебаниях внутренний теплообмен существенно меньше, чем при низкочастотных. В связи с этим при высокочастотных колебаниях, несмотря на меньший размах колебаний, температура нагрева получается выше, чем при низкочастотных. Это иллюстрируют экспериментальные данные, представленные на рис.5.4.

Количество теплоты, которое вырабатывается в полости за единицу времени, практически не зависит от длины полости l_n . В самом деле, так как масса нагреваемого газа $m \sim l_n$, а частота $f \sim 1/l_n$, то $q \cong const.$ Однако реальное количество теплоты, которое выделяется в полости, существенно зависит от длины l_n . Это связано с сильным влиянием длины на внутренние потери, обусловленные поперечной неравномерностью потока. При удлинении полости течение выравнивается и в хвостовой части полости становится близким к квазиодномерному. Поэтому, чем длиные полость, тем меньше внутренний теплообмен и тем выше температура нагрева T_n . В коротких полостях газодинамический нагрев практически отсутствует. Эксперименты, проведенные при $M_a = 3.2$; $d_a = 31.5$ мм; $T_0 = 270$ K; $d_n/d_a = 1.02$; $p_0/p_{\infty} = 38$ и разных h/d_a , показали, что при высокочастотных колебаниях мощность тепловыделения с возрастанием l_n/d_n увеличивается до $l_n/d_n = 18...20$, а при низкочастотных колебаниях – до $l_n/d_n = 37$.

Было проведено сравнение экспериментальных данных по мощности газодинамического нагрева q с расчетными оценками по одномерной теории. Анализ показал, что расчетные оценки q для полостей с $l/d \approx 18$ при высокочастотных колебаниях удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, а при низкочастотных получаются существенно выше. Это свидетельствует о том, что при $l/d \approx 18$ в случае высокочастотных колебаний потери теплоты за счет внутреннего теплообмена практически отсутствуют. В отличие от этого в случае высокочастотных колебаний эти потери еще составляют значительную часть выделяемой при пульсациях давления тепловой энергии.

На основе экспериментальных данных, полученных при испытаниях полостей с $d/d_n \approx 1$ и $l/d_n > 15$, были проведены оценки коэффициента η преобразования кинетической энергии струи в тепловую. Анализ 216

показал, что в цилиндрических полостях коэффициент η при $M_a \approx 3$ может достигать 2 %. Из расчетов следует, что этот коэффициент, по-видимому, слабо зависит от числа M_a . Наиболее высокие температуры нагрева реализуются при $d_n/d_a \approx 0.8...1$. В этом случае для воздушной струи с $T_0 = 280$ К, $M_a = 3.2$ и $p_0/p_{\infty} = 38$ в теплоизолированной полости были достигнуты температуры $T_n > 1500$ К.

Газодинамический нагрев в конической и составных полостях и при натекании системы струй

В конических полостях вследствие больших частот и амплитуд мощность газодинамического нагрева выше, чем в цилиндрических той же длины. Нагрев в конических полостях существенно зависит от полуугла наклона образующей θ . На рис.5.7 приведены типичные данные по температуре нагрева в зависимости от θ . При уменьшении угла θ температура нагрева увеличивается. Для конических полостей коэффициент преобразования кинетической энергии струи в тепловую существенно выше, чем для цилиндрических, и может при $\theta \approx 3,5^{\circ}$ достигать 4...6 %.

Низкая эффективность нагрева газа в цилиндрических полостях при низкочастотных пульсациях обусловлена сильной поперечной неравномерностью потока внутри полости. Поэтому путем поперечного выравнивания параметров потока в полости можно повысить эффективность нагрева газа. В частности, такое выравнивание может быть достигнуто с помощью сужения полости вблизи дна, т.е. путем перехода к полости, составленной, например из двух цилиндрических труб разных диаметров l_1 и l_2 . Экспериментальные исследования, проведенные при $d_2/d_1 = 0.5$ и $l_2/l_1 = 0.5...2$, подтвердили, что в составных полостях

интенсивность нагрева выше, чем в цилиндрических с длиной $l_n = l_1 + l_2$.

При взаимодействии системы струй с полостью газодинамический нагрев также может происходить. В этом случае отмечаются следующие особенности. На режимах автоколебаний основного тона система из N струй создает более сильный нагрев, чем эквивалентная одиночная струя



Рис. 5.7. Влияние полуугла θ конической полости на температуру нагрева при $d/d_a \approx 1.9$; $h/d_a = 2.16$; $p_0/p_{\infty} = 11$: 1 — термопара. Экспериментальные

данные β , О н Δ соответственно при θ = 3,5; 6 н 8

с тем же расходом. Этот результат в основном объясняется тем, что при натекании N струй поток внутри полости является более равномерным по поперечному сечению, чем при натекании одиночной струи. Однако на режиме высокочастотных колебаний температура нагрева газа при натекании системы струй может быть как выше,

так и ниже, чем при натекании эквивалентной одиночной струи.

5.2.3. ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВЕСА И ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРМОЖЕНИЯ

Скорость звука *а* в зависимости от молекулярного веса μ натекающего газа и температуры *T* изменяется как *а* ~ $\sqrt{T/\mu}$. Поэтому при уменьшении μ и увеличении *T* частота *f* автоколебаний увеличивается. Так как при увеличении частоты количество создаваемых в единицу времени ударных воли возрастает, то увеличение *T* и снижение μ интенсифицирует нагрев. Так, в опытах с гелием по сравнению с воздухом скорость нагрева резонатора увеличивается в 2...3 раза. Другие эксперименты, проведенные с подогретым воздухом на режиме низкочастотных пульсаций, показали, что в зависимости от T_0 степень подогрева T_{max}/T_0 (где T_{max} – максимальная температура нагрева), по крайней мере в испытанном диапазоне T_0 = 275...500 К остается неизменной. Следовательно, температура газа T_{n} в полости в первом приближении изменяется прямо пропорционально T_0 .

5.3. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПРИ НАТЕКАНИИ НА ПОЛОСТЬ ДОЗВУКОВОЙ СТРУИ

При натекании на полостъ начального участка $(h/d_a < 5)$ дозвуковой струи газодинамический нагрев также наблюдается, хотя и не столь интенсивный, как при сверхзвуковых струях. При взаимодействии с начальным участком дозвуковой струи внутри полости возникают резонансные колебания на частоте основного тона $f = \frac{1}{4} \frac{a}{l_{1}}$ При $M_a < 1$

нагрев газа в основном происходит вследствие диссипации механической энергии из-за сил вязкости, хотя следует заметить, что в длинных полостях могут образовываться скачки уплотнения, диссипация энергии в которых также вносит дополнительный вклад в этот нагрев.

Эксперименты показывают, что газодинамический нагрев может происходить в полостях с различными формами поперечных сечений (круглое, квадратное, прямоугольное). При $M_a < 1$ газодинамический нагрев определяется теми же параметрами, что и в случае сверхзвуковых струй: d/d_a , l/d_a , M_j , h/d_a и т.д. Для дозвуковых струй также существует корреляция между интенсивностью пульсаций давления и нагревом. Как правило, чем выше уровень пульсаций, тем выше нагрев. Из экспериментов с дозвуковыми струями было установлено следующее:

1. Наибольший нагрев реализуется при относительном зазоре $h/d_a = 2...3$.

2. Увеличение числа Маха струи приводит к росту газодинамического нагрева.

3. Максимальный нагрев отмечается при площади входного сечения полости $S_n = S_n$, где $S_n -$ площадь выходного сечения сопла.

Для дозвуковых струй газодинамический нагрев может быть существенно усилен с помощью установки в струе турбулизаторов. В качестве таких турбулизаторов обычно используют цилиндрические

проволочки, которые помещают поперек струи. При числа $\operatorname{Re}_{d} = \frac{\rho_{a} V_{a} d_{a}}{\mu_{a}} \approx 10^{4} \dots 10^{5}$ оптимальный с точки зрения нагрева диаметр проволочки $b/d_{a} = 0,02\dots 0,04$. При удалении проволочки от среза сопла нагрев снижается.

5.4. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПРИ ОБТЕКАНИИ РАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ ПОЛОСТИ СО СКОШЕННЫМ ВХОДОМ И С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ТЕЛОМ (ИГЛОЙ) НА ВХОДЕ

Эксперименты Ю.Б. Елисеева и А.Я. Черкеза показали, что автоколебательные процессы в полостях могут возникать не только при натекании струй, но и также при натекании равномерного потока. Такие автоколебания реализуются в полостях со скошенным входом как при наличии, так и при отсутствии вблизи них поверхностей с наросшим пограничным слоем, а также в полостях, на входе которых вдоль оси установлены иглы.

Экспериментально установлено, что в полостях со скошенным входом при отсутствии в набегающем потоке пограничного слоя при числах Re =

 $=\frac{\rho_{\infty}V_{a}l_{\bullet}}{\mu_{\infty}}>10^{4}$, где l_{\bullet} – расстояние от передней кромки модели до оси

входного сечения полости, автоколебания наблюдаются как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых числах M_{∞} . При наличии на входе турбулентного пограничного слоя соответствующие колебания были обнаружены при $M_{\infty} > 1$. Во всех полостях со скошенным входом частоты автоколебаний соответствуют частотам основного тона для акустически возбуждаемой полузакрытой трубы, т.е. Sh₀ = $\frac{f_0 l_n}{a} = 0,25$.

В полостях со скошенным входом, также как и в случае взаимодействия струи с полостью, мощность газодинамического нагрева возрастает с увеличением амплитуды пульсаций. Уровень пульсаций и мощность газодинамического нагрева в полостях со скошенным входом существенно зависят от угла скоса ϵ и угла атаки *a*. В случае, когда перед полостью нет пограничного слоя, максимум нагрева реализуется при углах скоса $\epsilon \approx 17^{\circ}$ и углах атаки *a* $\approx 40...50^{\circ}$, т.е. в таком положении, когда полость сообщается с подветренной стороной тела. При наличии турбулентного пограничного слоя перед входом в полость основным определяющим параметром является угол наклона плоскости входа к вектору скорости набегающего потока $\psi = \epsilon - a$. На рис.5.8 представлены экспериментальные данные по температуре нагрева $T_{\rm n}$ и уровням пульсаций L_{Σ} в зависимости от угла ψ . При малых углах ψ пограничный слой перед выступающим в поток входным участком полости

Рис. 5.8. Изменение суммарных уровней L_{p} , T_{m} пульсаций давления L_{Σ} и температуры наг- $\frac{L_{p}}{4\delta}$ рева T_{Π} в зависимости от угла ψ для по- $\frac{200}{400}$ лостей со скошенным входом при l/d_{Π} = = 50; p_{∞} = 0,1 МПа; T_{0} = 270 K: $\Delta - L_{\Sigma}$ при M_{∞} = 3; $O - T_{\Pi}$ при M_{∞} = 2 и 3. В опытах при M_{∞} = 3 p_{0}/p_{∞} = 3; а $\frac{100}{20}$ при M_{∞} = 2 p_{0}/p_{∞} = 8

не отрывается. В этом случае уровень пульсаций давления перед входом в полость низкий и газодинамический нагрев практически отсутствует. При некотором угле ψ происходит отрыв пограничного



слоя. Протяженность этого отрыва возрастает с увеличением угла ψ . Это и приводит к повышению температуры нагрева при увеличении угла ψ . Максимальный нагрев и максимум пульсаций реализуются в районе угла $\psi = 90^\circ$.

Основные закономерности газодинамического нагрева, найденные для взаимодействия струи с полостью, сохраняются справедливыми и для полостей со скошенным входом, в частности:

1) газодинамический нагрев практически не наблюдается в коротких полостях $l_{/d} < 5$;

2) максимальная температура нагрева реализуется в конце полости;

 составные полости обеспечивают более высокие температуры нагрева.

Так, эксперименты, проведенные при $M_{\infty} = 3$ и турбулентном пограничном слое на входе, показали, что при прочих равных условиях в цилиндрической полости максимальная температура нагрева составляет $(T_{n})_{n \max} = 2.5 T_{0}$, в двухсоставной – $(T_{n})_{n \max} = 3.7 T_{0}$, а в трехсоставной – $(T_{n})_{n \max} \approx 4.2 T_{0}$.

Было найдено, что газодинамический нагрев существует не только в полостях круглого поперечного сечения, но и в полостях с другой формой поперечного сечения, в том числе в полостях с сильно вытянутыми поперечными сечениями, например в щелях и зазорах между деталями, даже если ширина сечения соизмерима с глубиной полости. Было также выяснено, что эффект нагрева сохраняется также в каналах с изогнутой осью. В плавно изогнутых полостях выделяется практически та же мошность, что и в цилиндрических той же длины.

Механизм автоколебаний в полостях с иглой на входе тот же, что и на преграде с иглой (см. гл. 4), а также в сверхзвуковых диффузорах при помпаже. В настоящее время отсутствуют систематические данные по газодинамическому нагреву в полостях с иглой на входе. Имеются лишь сведения, полученные при $M_{\infty} = 3$, из которых следует, что определяющим параметром для газодинамического нагрева является относительная длина выступающей части иглы из плоскости входа l/d. При l/d > 1 нагрев практически не реализуется. Достаточно интенсивный нагрев имеет место при $l/d_{\pi} \approx 0.5$. В этом случае максимальная температура дна полости может достигать $(T_{n})_{\pi} \cong 1000$ °C.

5.5. МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО НАГРЕВА

Наиболее действенным способом снижения газодинамического нагрева является отвод массы нагретого газа через полость. Опыты, проведенные как с автоколебаниями, так и с заданными на входе пульсациями, показывают, что даже небольшой проток позволяет существенню снизить температуру нагрева (см. рис.5.7). Так, из рис.5.7 видно, что при увеличении диаметра выпускного отверстия в три раза температура нагрева снижается с 800 до 300 °С. Другим способом снижения газодинамического нагрева, пригодным как при автоколебаниях, так и при заданных пульсациях, является уменьшение глубины полости. В случае заданных пульсаций давления на входе газодинамический нагрев может быть снижен с помощью сужения входного отверстия. При этом, как показывают эксперименты, мощность газодинамического нагрева снижается пропорционально площади входа. Наконец, при автоколебаниях нагрев можно полностью ликвидировать, устранив условия для возникновения этих колебаний. Например, в случае взаимодействия струи с полостью для этого достаточно изменить зазор h между соплом и полостью, а в случае полостей со скошенным входом - угол є.

5.6. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Явление газодинамического нагрева при высокочастотных колебаниях используется в различных технических задачах, в том числе при создании воспламенителей топливных смесей и холодильников.

Для прикладных задач наиболее удобны устройства с соединительной камерой (рис.5.9), жестко соединяющей сопло с резонансной полостью. В таких устройствах газ, поступающий из сопла, отводится из камеры через выпускные отверстия. В случае настроенного резонатора при наличии такой камеры колебания и соответствующий нагрев сохраняются при всех значениях $p_0 > p_{0\kappa}$, где $p_{0\kappa}$ – полное давление перед соплом, при котором скорость газа в выпускных отверстиях достигает скорости звука.

В устройствах с соединительной камерой мощность q газодинамического нагрева существенно зависит от площади F_{0} выпускных отверстий. Это



Рис. 5.9. Газодинамический нагреватель с соединительной камерой. Резонатор со сферическим хвостовиком:

1 — сопло; 2 — соединительная камера; 3 — резонатор; 4 — выпускные отверстия. При $p_0 = 1$ — резонансный нагрев отсутствует, а при $p_0 = -9$ — реализуется, при этом сфера раскаляется



Р и с. 5.10. <u>Характеристики</u> газодинамического нагревателя с соединительной камерой, *q* = *q/G* кВт/кг⁺с:

Обозначение	0	•	Δ	D	
$\overline{F_0}$	5	6	10,2	21	28
$\overline{d_n}$	0,666	0,666	0,416	0 , 2 5	0,25

видно из рис.5.10, на котором для автомобильного режима по p_0 собраны экспериментальные данные по относительной мощности нагрева $\overline{q} = q/G$, где G – расход воздуха через сопло. Здесь по оси абсиисс отложен относительный зазор $\overline{h} = h/d_a$. Для каждой пары фиксированных значений $\overline{d_n}$ и $\overline{F_0}$ относительная мощность \overline{q} при увеличении \overline{h} , как видно из рис.5.10, сначала возрастает, достигает максимума q_m , а затем снижается. Причем, чем больше площадь выпускных отверстий F_0 , тем больше максимальная мощность нагрева q_m . Последнее объясняется тем, что при увеличении F_0 повышаются скорость V_j и мощность кинетической энергии струи $E = \frac{G}{2} - V_j^2$, набегающей на резонатор. На нижней части рис.5.10 представлены экспериментальные данные по q_m/E . Как следует из этих данных, максимальная мощность q_m газодинамического нагрева изменяется прямо пропорционально кинетической энергии струи *E*.

Интенсивный газодинамический нагрев возникает при определенных положениях входного сечения резонатора относительно ячеистои структуры сверхзвуковой нерасчетной струи. С возрастанием скорости V_j , т.е. с увеличением числа Маха в струе, размеры ячеек увеличиваются. Этим и объясняется наблюдаемое в опытах увеличение оптимальных зазоров h при увеличении F_0 .

При эксплуатации воспламенителей существует определенная опасность прогара стенок резонатора из-за чрезмерного возрастания Т. Для устранения такой опасности применяются замкнутые емкости, в которые отводится газ из соединительной камеры. Внутри такой емкости давление р монотонно увеличивается. При этом отношение давлений p_{0}/p_{a} соответственно уменьшается и, когда $p_{0}/p_{a} \approx 1$, газодинамический нагрев, естественно, автоматически прекращается. Очевидно, что путем подбора объема V емкости можно обеспечить надежную работу любого воспламенителя, когда максимальная температура нагрева $T_{p} < T_{n} < T_{c}$, где Т – температура воспламенения топливной смеси; Т – температура термического разрушения стенок резонатора. Для воспламенения применяются разные способы подачи топливных смесей. Так, в случае газообразных смесей (например, ацетилен + воздух и др.), когда требуется достаточно быстрое воспламенение, используется внутри резонансная подача, а для двухфазных смесей (например, керосин + + воздух, спирт + воздух) более приемлемым является их подача на наружные горячие участки поверхности резонатора. Внутрь резонатора смесь может подаваться по-разному. Однако наиболее эффективным является способ, при котором газовая смесь подается в резонатор из сопла. Эта смесь в резонаторе сама себя нагревает и через доли воспламеняется. После этого образовавшееся пламя секунды выбрасывается из резонатора через выпускные отверстия в соединительной камере. При таком способе воспламенения давление в соединительной камере сразу же после поджигания возрастает. В результате давления в сопле понижается, и резонансные пульсации и газодинамический нагрев автоматически прекращаются. Это предохраняет стенки резонатора от чрезвычайно сильного перегрева И соответствующего прогара. Следует отметить, что такой способ

225



Р и с. 5.11. Влияние впрыска топлива на скорость нагрева резонатора и схема подачи топливной смеси к хвостовой части резонатора

воспламенения пригоден не для всех газовых смесей. Для некоторых смесей (например, метан + воздух), хотя пламя внутри резонатора и образуется за счет газодинамического нагрева, оно не может выйти наружу, поскольку не в состоянии преодолеть встречного потока, входящего в резонатор. Ясно, что для таких смесей описанный способ воспламенения непригоден. Однако идея подачи части топливной смеси внутрь резонатора используется для ускорения нагрева в устройствах с поджигом от наружных поверхностей. На рис.5.11 приведены результаты опытов по ускорению процесса нагрева стенок резонатора за счет впрыска внутрь его небольшого количества спирта. В этих опытах резонатор через сопло 1 сначала нагревался от чистой воздушной струи до T = 400 °C, затем в струю впрыскивалось через трубку 2 небольшое количество спирта с относительным расходом $m = m/m_{\perp} = 0,01...0,015$, где m₂ – расход воздуха через сопло. Из рис.5.11 видно, что за счет подачи спирта время нагрева резонатора до T_{-} = 800 °C существенно сокращается.

Следует отметить, что для газодинамических воспламенителей весьма острой проблемой является защита резонаторов от прогаров. Эта проблема решается по-разному. Так, в устройствах с поджигом от наружных частей резонатора подача топлива к ним осуществляется не напрямую, а через циркуляционную зону, специально организуемую вокруг резонатора, как показано, например на рис.5.11. Здесь вокруг резонатора 3 устанавливается зищитный кожух 4. При течении топливной смеси в канале между кожухами 4 и 5 в донной области кожуха 4 возникает обратное течение, благоларя которому лишь небольшая часть топлива достигает нагретого торца резонатора и воспламеняется, а затем уже поджигает основную массу топливной смеси.

В газодинамических холодильниках используется охлажденный газ, выходящий из выпускных отверстий соединительной камеры. Для повышения эффективности охлаждения практикуется либо частичный сброс нагретых газов из резонатора, либо обдув нагретого участка резонатора воздухом комнатной температуры или водой.

В настоящее время разработано много конструкций газодинамических холодильников с КПД $\eta_{...}$ = 40...80 %.

Глава 6.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

6.1. СТЕНДЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ПУЛЬСАЦИЯМ ДАВЛЕНИЯ. ВОПРОСЫ ШУМОГЛУШЕНИЯ РАБОЧЕЙ ЧАСТИ

При проведении экспериментальных исследований на моделях летательных аппаратов по изучению пульсаций давления наряду с обычными вопросами газодинамического моделирования должны быть выполнены дополнительные мероприятия. К ним, во-первых, относится создание условий, исключающих влияние отраженных акустических волн на изучаемый процесс или результаты измерения. Во-вторых, необходимо добиться такой минимальной степени турбулентности потока, которая была бы эквивалентна турбулентности в натурных условиях моделируемого процесса.

6.1.1. ТРЕБОВАНИЯ К ШУМОГЛУШЕНИЮ РАБОЧЕЙ ЧАСТИ СТЕНДА

Для исследования акустики струй в неподвижной среде и при моделировании внешнего потока помещения или рабочая часть аэродинамической трубы, где проводятся испытания, должны обеспечить условия, при которых шум от струи в точке измерения существенно превышает шум, отраженный от границ. В тех случаях, когда границы объема, окружающего струю, обладают высокой отражающей способностью, звуковые волны, многократно отражаясь от них, создают внутри объема диффузное акустическое поле, в котором сильно искажены характеристики шума, илущего от струи. Применяя звукопоглощающие покрытия на границах объема, можно значительно снизить влияние отраженных волн на результаты измерения акустического поля струи.

Для грубой оценки этого влияния воспользуемся результатами статистической теории звукового поля в замкнутом помещении. В тех случаях, когда поглощением звука атмосферой можно пренебречь, отклонение значения уровня интенсивности в данной точке пространства L_{Σ} по сравнению с уровнем интенсивности при испытаниях в открытом пространстве, который равен уровню шума $L_{\rm np}$, составит в логарифмическом масштабе

$$\Delta L = L_{\Sigma} - L_{np} = 10 lg \left[1 + \frac{\sigma_{oTP}^2}{\sigma_{np}^2} \right].$$
(6.1)

Введем понятие акустического отношения

$$Q = \frac{\sigma_{\text{opp}}^{2}}{\sigma_{\text{np}}^{2}} = \frac{16\pi r^{2}}{kD_{\text{N}}D_{\text{H}}} = \frac{r^{2}}{r_{0}^{2}}$$
(6.2)

где $r_0 = \sqrt{\frac{kD_m}{16\pi}}$ – радиус отклика помещения; σ_{np} , σ_{otp} – среднеквадратичные значения звукового давления прямого и отраженного звука соответственно; $k = \frac{a_{cp}F_{\Sigma}}{1-a_{cp}}$ – постоянная помещения; $a_{cp} = \frac{\Sigma a_i F_i}{F_{\Sigma}}$ – средний коэффициент поглощения ограждающих поверхностей помещения; $F_{\Sigma} = \Sigma F_i$ – суммарная площадь ограждающих поверхностей помещения; направленности микрофона и источника соответственно. Значение D_{μ} равно отношению интенсивности звука в заданном направлении к интенсивности, которая была бы измерена на том же расстоянии от источника, излучающего звук равномерно во все стороны.

228

Р и с. 6.1. Схема рабочей части аэродинамической трубы для измерения пульсаций давления:

 перфорированная труба; 2 -камера, окружающая рабочую часть; 3 - звукопоглощающее покрытне; 4 - пористое звукопоглощающее покрытие поверхностей, граничающих с потоком; 5 - сетки для подавления турбулентных пульсаций в потоке



Расстояние $r = r_0$ определяет объем помещения, внутри которого уровень прямого звука превышает уровень отраженного сигнала. На этом расстоянии измеренный суммарный уровень звукового давления превышает на 3 дБ истинное значение, как это следует из (6.1).

Для проведения измерений с погрешностью около 0,5 дБ, необходимо, чтобы уровень прямого звука превышал уровень отраженного не менее, чем на 10 дБ. Это можно обеспечить, если расстояние между источником и микрофоном не превышает (0,3...0,4) r_0 . При исследованиях таких объектов, как струя это накладывает достаточно жесткие ограничения на ее размер при заданном объеме рабочей части. В тех же случаях, когда источники пульсаций расположены вблизи точки измерения, как это имеет место в замкнутых донных областях или в отрывных зонах, требования к соотношению размеров модели и рабочей части аэродинамической трубы могут быть менее критичны.

Типичная схема аэродинамической трубы, предназначенной для исследования пульсащий давления, приведена на рис.6.1. Она включает: открытую рабочую часть, которая для трансзвуковой аэродинамической трубы окружена перфорированной трубой 1, заглушенную акустическую камеру 2 с высококачественным звукопоглощающим покрытием 3. Внутренние стенки сопла и приемного диффузора покрыты пенистым звукопоглощающим покрытием 4. В дозвуковой части сопла для снижения степени турбулентности потока располагается система сеток 5, которая позволяет добиться степени турбулентности в потоке ~ 0,1 %. Если

труба замкнутого типа, дополнительно предусматриваются меры для подавления шума, который создается вентилятором или эжектором.

Помимо отраженного шума в аэродинамических трубах возбуждаются также колебания давления на собственных частотах, особенно в тех



Р и с. 6.2. Влияние звукопоглощающего покрытия в камере, окружающей рабочую часть, на характер пульсаций давления ($p_a = 0.96$; $M_{\infty} = 0.96$): ○ — без звукопоглощающего покрытия; • — с клиньями из поролона; 1 — перфорированная рабочая часть; 2 — камера; 3 — звукопоглощающие поролоновые клинья; 4 — модель

случаях, когда диаметр камеры, окружающей рабочую часть не намного превышает диаметр потока. Уровень звукового давления на этих частотах может достигать 170 дБ и существенню искажает излучаемое явление. На рис.6.2 приведены спектры пульсаций давления, измеренные на границе потока и в донной области цилиндра с четырьмя струями, истекающими из сопел, расположенных на его торце. Как можно видеть, применение звукопоглощающего покрытия из клиньев, изготовленных из поролона, позволяет полностью подавить возбуждение колебаний на собственных частотах камеры, которые искажают истинную картину пульсаций донного давления. Уменьшается при этом и уровень широкополосного шума, особенно на границах потока, где это снижение достигает 5...7 дБ. Влияние внешнего отражения звуковых волн, а также дополнительных источников пульсаций при исследованиях в аэродинамических трубах пульсаций донного давления зависит от компоновки донной области (открытая или закрытая) и загрузки рабочей части аэродинамической трубы, т.е. от отношения площади миделя моделевого сечения к площади рабочей части трубы. Для открытых компоновок загрузка не должна превышать 5...7 %, когда ее величина практически перестает влиять на сплошной спектр пульсаций, тогда как для закрытых компоновок достоверные измерения можно проводить и при загрузках, достигающих 25...30 %, если не изменяются стационарные характеристики течения в донной области.

В случае, если поток в рабочей части ограничен перфорированными стенками, можно добиться снижения дополнительного шума от границы на 1...8 дБ в зависимости от скорости потока, устанавливая на перфорированную стенку мелкую сетку.

6.2. СПОСОБЫ СНИЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА ПРИ СТЕНДОВЫХ ИСПЫТАНИЯХ

Шум сверхзвуковых горячих струй может быть уменьшен экранированием части струи кожухом либо снижением скорости газа, либо созданием вокруг струи водяной или газовой завесы. Указанные способы могут применяться также совместно.

Шумоглушение

с помощью цилиндрического кожуха

В сверхзвуковых струях основную часть акустического шума излучает начальный участок струи, на оси которого M > 1. Поэтому экранирование хотя бы небольшой части этого участка обеспечивает существенное снижение шума в окрестности сопла.

Течение в кожухе зависит от его диаметра d_{T} и длины l_{T} . Очевидно, что кожух не должен ухудшать процесс смешения струи с воздухом. Поэтому конструкция кожуха должна обеспечивать свободный доступ атмосферного воздуха. <u>На</u> снижение шума влияют два параметра кожуха: относительный диаметр $d_{T} = d_{T}/d_{a}$ и относительная длина $l_{T} = l_{T}/d_{T}$.

При наличии цилиндрического кожуха акустический шум становится на 15...25 дБ ниже лишь на участке его расположения $x < l_{\perp}$ (рис.6.3).



Рис. 6.3. Снижение шума с помощью цилиндрического кожуха в точках, удаленных от оси струи на расстоянии $R = 9d_a$, при $P_0 = 6$ МПа; $M_a = -3.5$; $\kappa = 1.4$: $a - \overline{l_T} = 14.3$; $6 - \overline{l_T} = 28.5$; \bullet - 6e3 кожуха; $\circ - \overline{d_T} = 3.7$; $\beta - \overline{d_T} = 2.14$; $\bigcirc -\overline{d_T} = 1.72$

Чем длинее кожух, тем выше эффект шумоглушения. При фиксированной длине кожуха ($l_{_{T}}$ = const) уменьшение $d_{_{T}}$ приводит к снижению расхода подсасываемого воздуха и, как следствие, к увеличению скорости потока газов на выходе из кожуха. Чтобы кожух не приводил к росту шумообразования на участке $x > l_{_{T}}$, диаметр этого кожуха $d_{_{T}}$ должен быть больше диаметра свободной струи в сечении, где предполагается выход газа из кожуха.

Применение цилиндрического кожуха с $\overline{l_r} = 35...45$ и $\overline{d_r} = 5...6$ позволяет снизить акустический шум сверхзвуковой струи на 10...15 дБ. Экранирующий кожух существенно влияет на спектральный состав акустического шума. При установке кожуха в основном снижаются уровни высокочастотного участка спектра, который генерируется начальным участком струи.

Шумоглушение

с помощью тормозных колец и рассекателей

Размещение в сверхзвуковой струе тормозных элементов (колец, рассекателей) снижает скорость струи, а следовательно, и акустический шум. Как показывают испытания, на шумоглушение влияют следующие геометрические параметры рассекателей (патрубков): число рассекателей

n, положение их относительно среза сопла, диаметр d, и угол наклона θ рассекателей относительно оси струи. Установлено, что оптимальными с точки зрения шумоглушения являются $d \approx 0,2d$, и $\theta \approx 90^{\circ}$. Наибольшее снижение акустического шума наблюдается при расположении рассекателей вблизи среза сопла и в средней зоне второй ячейки нерасчетности. При увеличении числа рассекателей акустический шум снижается. Так, изменение n с 2 до 8 при прочих неизменных параметрах приводит к снижению суммарного уровня на 4...6 дБ. Важное значение для шумоглушения имеет глубина погружения рассекателя внутры струи. Так, рассекатели, погруженные до оси струи, снижают акустический шум на 2...3 дБ больше, чем рассекатели, погруженные на полрадиуса струи. Рассекатели снижают акустический шум только вдали от среза сопла. При x/d, > 2 суммарный уровень с помощью рассекателей может быть снижен на 7...9 дБ. На участках же вблизи сопла установка рассекателей приводит к возрастанию акустического шума. Это обусловлено возникновением дополнительного звука из-за взаимодействия сверхзвукового потока с рассекателями. Рассекатели разбивают струю на более мелкие струйки с меньшими масштабами турбулентности. Поэтому рассекателей приводит к существенному снижению **VCTAHOBKA** низкочастотных составляющих спектра. При этом вклад высокочастотных составляющих спектра в суммарный уровень пульсаций давления возрастает.

Достаточно эффективны шумоглушащие устройства, составленные из рассекателей и экранирующего кожуха. Такие комбинированные устройства даже при небольших размерах кожуха ($l_{\tau} \approx 15$) позволяют снизить акустический шум на 10...15 дБ во всех точках пространства.

Шумоглушение с помощью впрыска воды

Шумоглушение с помощью впрыска воды зависит от способа ее подачи. Так, подача воды в виде мелких струек параллельно оси выхлопной струи практически не влияет на акустический шум. В этом случае даже впрыск

воды с относительным расходом $\overline{m} = \frac{m_B}{m_a} = 2...3$ (где m_a – расход газа

через сопло) снижает суммарный уровень шума всего лишь на 1...2 дБ.

Радиальный впрыск воды приводит к более существенному снижению акустического шума. Так, при радиальном впрыске воды с относительным



расходом *т* ≈ 3 суммарный уровень акустического шума, излучаемого сверхзвуковой струей, снижается уже на 3...5 дБ. Однако, как показывает анализ, это существенно ниже того, что должно быть при полном перемешивании впрыснутой воды со струей. Это связано с двумя причинами: первая - внутрь струи проникает не вся вода, а только небольшая ее часть, вторая - образуется дополнительный акустический шум при взаимодействии водяных струек С газовым потоком. Нежелательное действие указанных факторов можно уменьшить с помощью установки цилиндрического кожуха вокруг участка струи, в котором осуществляется впрыск воды (рис.6.4). Впрыск воды при наличии цилиндрического кожуха позволяет существенно снизить акустический шум, особенно в зонах максимальной его интенсивности (участок x/d; = = 20...45). При увеличении расхода впрыскиваемой воды в диапазоне т от 0 до 2,5...3 акустический шум интенсивно уменьшается. При m = 3 снижение акустического шума достигает 35...38 дБ.

При впрыске воды в горячую струю часть ее испаряется. Поскольку образующийся при этом водяной пар тормозит газовую струю более эффективно, чем водяные капли, то увеличение температуры торможения струи T_0 приводит к повышению эффективности этого способа шумоглущения.

Впрыск воды существенно изменяет спектральный состав акустического шума. При впрыске воды происходит снижение спектральных уровней L_1 на всех частотах, но особенно сильно – на высокочастотном участке спектра. Сильное подавление высокочастотных пульсаций при впрыске воды объясняется как снижением скорости потока, так и демпфированием турбулентных мелкомасштабных вихрей водяными каплями.

Таким образом, наиболее эффективным шумоглушителем при стендовых испытаниях агрегатов со струями является устройство, состоящее из кожуха, рассекателей и системы подачи воды. Это устройство при впрыске воды с m = 3...3,5 позволяет снизить уровень акустического шума на 30...40 дБ.

6.3. ГАЗОСТРУЙНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЗВУКА ДИСКРЕТНОГО ТОНА

В настоящее время при испытаниях конструкций летательных аппаратов и их оборудования применяются различные источники пульсаций давления. Во многих случаях наиболее приемлемыми являются газоструйные источники пульсаций давления, выполненные на основе излучателей Гартмана.

Излучатель гартмановского типа, как показали эксперименты, удовлетворительно работает в широком диапазоне чисел $M_a = 1...3,8$ и диаметров сопла $d_a = 1...100$ мм. В спектре акустического шума, излучаемого источником Гартмана, содержится ряд дискретных составляющих. Как правило, наиболее интенсивной является дискретная составляющая на минимальной частоте (основной или первый резонансный тон). На режимах, соответствующих максимальным уровням дискретной составляющей $(L_a)_{max}$, акустический шум в основном определяется этой составляющей, при этом разность $(L_{\Sigma} - L_a) < 0,5...2$ дБ.

Диапазоны излучения

Для источника Гартмана генерация пульсаций давления определяется зазором h между соплом и резонатором и степенью нерасчетности n (или отношением p_0/p_{∞}). Для каждого зазора интенсивный дискретный тон реализуется только в определенном диапазоне изменения $\overline{p_0} = p_0/p_{\infty}$. Во всех случаях, так же как и при взаимодействии струи с преградой, неустойчивый режим течения, сопровождаемый дискретным тоном, возникает при расположении резонатора за диском Маха, в районе конца 1-й ячейки нерасчетности. Кроме этого для возникновения дискретного тона должны выполняться еще два условия: диаметр резонатора d_n должен быть больше диаметра диска Маха d_c и в то же время он не должен существенно превышать диаметр струи d_i ($d_n < 1,5 d_i$). Частота основного тона f_0 , излучаемого источником Гартмана, в основном зависит от глубины полости l_n и при $\overline{l_n} = \frac{l_n}{d_a} > 4$ для ее определения можно пользоваться графиком, приведенным на рис.5.3. Однако при $\overline{l_n} < 4$ этим графиком пользоваться нельзя. В этом случае для оценок f_0 следует пользоваться эмпирической формулой

$$\mathrm{Sh}_{0} = \mathrm{Sh} / \left[1 + \frac{0.3d_{n}}{l_{n}} \right],$$

где Sh – число Струхаля, определяемое по рис.5.3. Таким образом, за счет уменьшения l_n нельзя беспредельно увеличивать частоту дискретного тона. Это связано с тем, что при $l_n/d_n \rightarrow 0$ глубина резонатора перестает быть определяющим размером для колебательного процесса. В этом случае механизм автоколебаний такой же, как при взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой. Поэтому при $l_n \rightarrow 0$ характерным размером для колебательного процесса становится диаметр струи d_i .

Уровни дискретной составляющей

Уровень дискретного тона L_{a} (а также суммарный уровень) зависит от многих параметров, в том числе от расстояния R между точкой измерения и источником, и от угла наклона ψ луча, соединяющего источник с датчиком, к оси/струи. В дальнем акустическом поле $(R/d_a > 10)$ при удалении от источника полная мощность акустической энергии практически не изменяется (во всяком случае, при $\frac{R}{\lambda} < 100$). Поэтому при изменении R уровень L_{a} в первом приближении изменяется обратно пропорциолельно R.

236

6.4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Измерение пульсаций давления является одним из самых слюжных измерительных процессов, результат которого получается после длинной цепочки преобразований, и на каждом звене этой цепочки экспериментатор должен учесть множество факторов, влияющих на точность определяемых характеристик. Рассмотрим их более подробно на примере типичной измерительной цепи, необходимой для исследования пульсаций давления, структурная схема которой приведена на рис.6.5. На нем указаны также основные дестабилизирующие факторы, воздействующие на отдельные элементы системы измерения. Процесс измерения в такой системе сводится к определению значения входного сигнала (в данном случае – пульсаций давления) по характеристикам выходного сигнала (электрического напряжения или тока) при известных динамических свойствах выбранной измерительной цепи.

6.4.1. ИМПУЛЬСНАЯ РЕАКЦИЯ И частотная характеристика системы

При теоретическом рассмотрении динамических свойств системы определяют ее реакцию на единичный импульс $\delta(t)$, который представляет собой функцию времени и ϵ , такую, что при $\epsilon \to 0$



Ρ 6.5. Структурная схема установки для измерення с. характеристик пульсаций давления и основные воздействующие факторы: - соединительный кабель : 3 датчик: 2 _ предусилитель; измерительные ЛКНИИ : 5 нормирующий стендовые усилитель; 6 магнитный регистратор; 7 — анализирующая аппаратура

$$\delta(t) = 0 \text{ для} \begin{cases} t < -\epsilon & \epsilon \\ , a & \int \delta(t) dt = 1. \\ t > \epsilon & -\epsilon \end{cases}$$

Реакция системы при подаче на ее вход единичного импульса в момент времени τ есть импульсная реакция h(t).

Зная импульсную реакцию системы, можно найти процесс на ее выходе при любом входном процессе x(t), используя интеграл свертки

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)x(t-\tau)d\tau.$$
 (6.3)

Эти функции определяют поведение системы во временной области. Однако более удобным для использования в практике оказывается представление свойств системы в частотной области. Для линейной системы с. постоянными параметрами ее динамические свойства можно описать при помощи частотной характеристики $H(i\omega)$, которая определяется как преобразование Фурье от импульсной реакции, т.е.

$$H(i\omega) = \int_{0}^{\infty} h(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \qquad (6.4)$$

где нижний предел равен нулю, так как $h(\tau) = 0$ при $\tau < 0$. Частотная характеристика является комплексной величиной, которую удобно представить через ее модуль и аргумент в показательной форме:

$$H(i\omega) = |H(\omega)|e^{+\varphi(\omega)}.$$
(6.5)

При этом зависимость модуля от частоты называют амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) системы, а аргумент φ(ω) – фазо-частотной характеристикой (ФЧХ).

Будем полагать в дальнейшем, что амплитудно-частотная характеристика нормирована так, что |H(0)| = 1 для линейной системы, обеспечивающей измерение от нуля частот, или $|H(\omega_r)| = 1$, где ω_r – частота, на которой определяется чувствительность системы измерения.

Используя понятия частотной характеристики, можно определить динамические свойства сложной системы, состоящей из нескольких следующих одна за другой простых линейных систем, если между ними не включены нагрузки и отсутствует обратная связь. Частотная характеристика такой сложной системы равна произведению частотных характеристик простых систем, т.е.

$$H_{\Sigma}(i\omega) = H_{1}(i\omega) \cdot H_{2}(i\omega) \cdot \dots,$$

$$|H_{\Sigma}(\omega)| = |H_{1}(\omega)| \cdot |H_{2}(\omega)| \cdot \dots,$$

$$\varphi_{\Sigma}(\omega) = \varphi_{1}(\omega) + \varphi_{2}(\omega) + \dots.$$
(6.6)

Таким образом, для каскада линейных систем амплитудно-частотные характеристики перемножаются, а фазовые – складываются.

Другое важное соотношение для частотной характеристики системы с постоянными параметрами можно получить, применяя преобразование Фурье к интегралу свертки (6.3). Обозначив через $X(i\omega)$ и $Y_{i\omega}$ соответственно преобразования Фурье для процессов на входе x(t) и выходе системы y(t), можно найти, что

$$Y(i\omega) = H(i\omega) \cdot X(i\omega), \qquad (6.7)$$

т.е. в частотной области характеристики процесса на выходе системы определяются умножением исходных характеристик процесса на частотную характеристику системы.

Рассмотрим для примера частотные характеристики простейших линейных систем, которые могут быть аналогами элементов измерительной цепи.

Пусть механическая система состоит из груза, подвешенного на упругой пружине, и демпфера, сила торможения которого пропорциональна скорости движения груза. Входным процессом будем считать переменную по времени силу, приложенную к грузу, а выходным – его смещение. Такая система является упрощенным аналогом мембраны датчика. Частотная характеристика и соответствующие ей амплитудная и фазовая характеристики определяются формулами

$$H(i\omega) = \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} i_2 \zeta \frac{\omega}{\omega_0}$$
$$\left| H(\omega) \right| = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right]^2 + \left[2\zeta \frac{\omega}{\omega_0}\right]^2}}$$
(6.8)

239



Р н с. 6.6. Амплитудная (а) и фазовая (б) частотные характеристики линейной механической системы с демпфированием

$$\varphi(\omega)$$
 + arctg $\frac{2\zeta \frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}$

где ω₀ – собственная частота недемпфированной системы; ζ – коэффициент демпфирования в уравнении движения

$$\ddot{x} + 2\xi\omega_0\dot{x} + \omega_0^2 x = \omega_0 F(t).$$
 (6.9)

Графики функций $|H(\omega)|$ и $\varphi(\omega)$ приведены на рис.6.6. Амплитудно-частотная характеристика имеет максимум во всех случаях, когда $\zeta < 1/\sqrt{2}$. Частота, на которой он расположен, называется резонансной частотой системы и определяется по формуле $\omega_p = \omega_0 \sqrt{1 - 2\zeta^2}$, при этом значение $|H(\omega)|$ в максимуме $|H(\omega_p)| = \frac{1}{2\zeta\sqrt{1-\zeta^2}}$. Фазо-частотная характеристика меняется от 0 на частотах, много меньших ω_0 до 180° при $\omega/\omega_0 > 1$. При этом для всех значений коэффициента демпфирования на частоте ω_0 кривые проходят через точку $\varphi(\omega_0) = 90^\circ$. С увеличением коэффициента демпфирования резонансный максимум в амплитудно-частотной характеристике уменьшается, смещаясь на более низкие частоты. Однако при этом фазо-частотная характеристика начинает отклоняться от нуля также с более низких частот.

6.4.2. ЛИНЕЙНАЯ СИСТЕМА ПРИ СЛУЧАЙНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Пусть на вход линейной системы с постоянными параметрами воздействует гладкая функция x(t), являющаяся реализацией стационарного случайного процесса. Тогда на выходе системы будем наблюдать реализацию y(t) выходного стационарного случайного процесса. Реализации x(t) и y(t) связаны между собой в соответствии с формулой (6.3) через импульсную реакцию системы h(t). Спектральные плотности процессов на входе и выходе связаны соотношением

$$S_{y}(\omega) = |H(\omega)|^{2} S_{x}(\omega).$$
(6.10)

Интегрируя уравнение (6.10) по всей области частот, можно получить выражение для среднего квадрата случайного процесса

$$\sigma_{\Sigma}^{2} = \int_{0}^{\infty} S_{y}(\omega) d\omega = \int_{0}^{\infty} |H(\omega)|^{2} S_{x}(\omega) d\omega, \qquad (6.11)$$

т.е. все интересующие нас характеристики случайного процесса, проходя через линейную систему, претерпевают изменения, зависящие от вида частотной характеристики.

Применительно к задачам измерения нужно решить обратную задачу – по определенным характеристикам сигнала на выходе измерительной цепи найти соответствующие характеристики пульсаций давления. Для спектральной плотности эта задача решается довольно просто. Из формулы (6.10) имеем

$$S_{x}(\omega) = \frac{S_{y}(\omega)}{|H(\omega)|^{2}}$$
(6.12)

241

По вычисленной функции $S_{\chi}(\omega)$ можно найти σ_{Σ}^2 . Для того чтобы упростить задачу, желательно, чтобы амплитудно- и фазо-частотные характеристики измерительной цепи в области частот процесса были постоянны, или, как принято говорить, система измерения должна иметь линейную частотную характеристику, при этом фазо-частотная характеристика должна быть равна нулю. Получение необходимой практически линейной частотной характеристики в заданном диапазоне частот не является неразрешимой задачей даже для такой сложной системы, какой является измерительная цепь, за счет введения специальных корректирующих элементов в цепь измерения, позволяющих исправить частотную характеристику на отдельных частотах.

Рассмотрим отдельные элементы измерительной цепи и факторы, влияющие на их работу.

6.4.3. ДАТЧИКИ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Начальным элементом измерительной цепи является датчик, преобразующий действующее на него давление в переменный по времени электрический сигнал. В настоящее время для измерения пульсаций давления разработана большая номенклатура датчиков, использующих различные принципы преобразования. Наиболее широкое распространение получили пьезоэлектрические и тензорезисторные датчики и конденсаторные микрофоны. Находят свою область применения индуктивные и емкостные датчики.

Выбор конкретного типа датчика определяется, в первую очередь, частотным диалазоном процесса, т.е. областью частот, в которой заключена вся энергия колебаний, и максимальным размахом пульсаций. Как правило, именню датчик является тем критическим звеном измерительной цепи, который определяет ее частотный диапазон измерения.

Особенности измерения пульсаций давления на низких частотах пьезоэлектрическими датчиками

Для пьезоэлектрических датчиков пульсаций давления нижняя граница диапазона частот определяется сопротивлением и емкостью входных цепей усилителя, и ее можно рассчитать по формуле $f_{rp} = \frac{1}{2\pi R_{BX}(C_{A} + C_{\Sigma})}$ для усилителя с открытым входом или $f_{rp} = \frac{C_{A} + C_{KBG} + C_{BX}}{2\pi R_{BX}(C_{A} + C_{\Sigma})}$ для усили-

теля с емкостью C_{BX} на входе. В этих формулах R_{BX} – сопротивление входной цепи усилителя с датчиком; C_{d} и $C_{Ka\delta}$ – емкость датчика и кабеля, соединяющего датчик с усилителем, $C_{\Sigma} = C_{BX} + C_{Ka\delta}$.

Как следует из этих формул, чем больше входное сопротивление, тем более низкие частоты позволяет измерять датчик. Для обеспечения линейности частотной характеристики пьезодатчиков на низких частотах входное сопротивление усилителя должно быть существенно больше 1...10 МОм. Увеличивать входную емкость цепи для этой цели нежелательно, так как это приводит к снижению чувствительности датчика а обратно пропорционально величине С, в соответствии с формулой а = $= a_0 \frac{C_0}{C_A + C_{BX} + C_{Ka0}}$ где a_0 – чувствительность датчика, определенная при суммарной входной емкости С0. Поэтому для обеспечения линейности частотной характеристики в области низких частот при измерении пьезодатчиком входное сопротивление усилителя должно составлять сотни мегаом. Например, для усилителя с $R_{Bx} = 1,0$ МОм и $C_{Bx} = 6000$ пФ нижняя граница частотного диапазона, т.е. частота, на которой $|H(\omega_{re})|$ = = 0,7, составит 25 Гц. Необходимо отметить, что в этой области значиизменяется также и фазо-частотная характеристика тельно измерительного канала. В тех случаях, когда измерения пульсаций нужно проводить с 0,2...1 Гц, при использовании пьезодатчиков появляются дополнительные трудности, обусловленные тем, что необходимо сохранение высокого сопротивления входных цепей при воздействии окружающей среды. Наличие вокруг измерительной линии влаги, повышенной температуры может значительно изменить ее сопротивление, и определенные в лабораторных условиях амплитудно- и фазочастотная характеристики в процессе эксперимента могут неизвестным образом измениться, что приведет к значительным ошибкам. Поэтому для пьезодатчиков рабочий диапазон измерений должен начинаться с частоты, по крайней мере на порядок большей, чем рассчитанная нижняя граничная частота измерительного канала.

Особенности измерений

в области высоких частот

Все датчики в области высоких частот можно рассматривать как линейную колебательную систему с различной степенью демпфирования,

определяемой конструкцией датчика и применяемыми материалами. Для такой системы частотная характеристика определяется формулой (6.8). При воздействии на датчик пульсаций давления с широкополосным спектром выходная спектральная плотность представляет собой произведение исходного спектра пульсаций и квадрата амплитудно-частотной характеристики системы. Поэтому в области собственных частот датчика в спектральной плотности будет отмечаться дополнительный максимум. Если на этих частотах спектральная плотность еще имеет значительную величину, то такое искажение спектра приведет к значительному увеличению ощибки и при измерении дисперсии пульсаций, которая определяется как интеграл по всему диапазону частот. Для уменьшения влияния резонанса мембраны на результат измерения необходимо подобрать датчик с такой резонансной частотой, чтобы ее значение в 2...3 раза превышало диапазон частот процесса. В некоторых случаях при хорошо подобранной величине коэффициента демпфирования (5 > 0,7) резонансное возбуждение мембраны не возникает. Однако это приводит к увеличению искажений фазы, которые при \$ > 0,5 начинают проявляться с более низких частот, и могут привести к значительным погрешностям при измерении взаимно корреляционных функций.

Влияние дестабилизирующих факторов на работу датчика пульсаций давления

Из всех элементов измерительной цепи датчик пульсаций подвергается воздействию наибольшего числа дестабилизирующих факторов. И один из наиболее неприятных факторов – это воздействие вибраций. Дело в том, что под действием вибраций датчик генерирует сигнал помехи, по внешнему виду мало отличимый от полезного сигнала. Поэтому при проведении измерений в условиях повышенных вибраций всегда требуется тщательный анализ и оценка возможного влияния вибраций.

Чувствительность датчика к вибрациям принято характеризовать виброжвивалентом, который численно равен эквивалентному давлению, создающему тот же сигнал на выходе датчика, что и единица вибраций. Пусть чувствительность датчика к давлению $a = \frac{dU}{dp}$, $a \gamma = \frac{dU}{dg}$, тогда виброжвивалент

$$\beta = \frac{\gamma}{a} = \frac{dp}{dg} \quad , \tag{6.13}$$

где *dU* – приращение напряжения на выходе датчика; *dp* и *dg* – соответственно приращения давления и амплитуды виброускорения. В

логарифмическом масштабе под виброэквивалентом датчика подразумевают эквивалентный уровень давления, который показывает датчик при воздействии единицы вибращий: $L_{g_3} = 20 \lg \frac{\beta e_g}{\sigma_0}$, где $e_g = 1 \text{ м/c}^2$, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па.

Зная виброэквивалент датчика, который обычно определяется при его аттестации и указывается в паспортных данных, можно оценить уровень помехи, которую будут создавать ожидаемые вибрации в месте установки датчиков: $L_{\pi} = L_{B9} + 20 \lg \frac{\sigma_g(f)}{e_g}$, где $\sigma_g(f)$ – среднеквадратичное значение амплитуды вибраций на данной частоте. В общем случае значение виброэквивалента также зависит от частоты, однако для оценки можно пользоваться его максимальным значением.

В больщинстве случаев приемлемым значением виброэквивалента для датчика является 85...95 дБ при ускорении 1 м/с². Такое значение и меньше имеют малогабаритные тензорезисторные датчики и касулы конденсаторных микрофонов. Существенню худшие характеристики (*L* до

125 дБ) у пьезоэлектрических датчиков.

При измерении пьезодатчиками дополнительные помехи от вибраций создает кабель. Вследствие весьма высокого входного сопротивления усилителей кабель за счет трибоэлектрического эффекта под действием вибраций генерирует переменную ЭДС. Для снижения такого рода помех применяют специальные антивибрационные кабели, которые имеют пониженную чувствительность к вибрациям. В особо тяжелых условиях для определения уровня помехи и подтверждения достоверности получаемых результатов измерения пульсаций давления целесообразно провести специальный эксперимент, установив в точке измерения датчик с мембраной, защищенной от воздействия давления. Допустимым применение выбранной системы измерения можно считать тогда, когда спектральный уровень вибропомехи лежит не менее, чем на 10...15 дБ ниже спектрального уровня полезного сигнала.

Большое влияние на показания датчика могут оказывать также способ установки его в точке измерения и размер мембраны, причем влияние этих факторов в большой степени зависит от изучаемого явления – будь то измерение шума струи, пульсаций донного давления или на стенке в пограничном слое. Рассмотрим вначале случай, когда датчик установлен не заподлицо с поверхностью, а заглублен, и его мембрана соединяется с поверхностью канадом. К такой мере прибегают, чтобы защитить



Рис. 6.7. Влняние скорости потока вдоль стенки на амплитудную частотную характеристику измерительного канала: ПППП , — эксперимент: — расчет

мембрану датчика от воздействия повышенной температуры среды или по конструктивным соображениям. В простейшем случае, когда канал представляет собой отрезок трубы с диаметром

d, равным диаметру датчика, искажения измеряемых характеристик пульсаций давления будут определяться развитием резонансных явлений в этом канале. Частоту первого резонанса можно оценить по формуле $f_p = a_p$

 $=\frac{\kappa}{4l}$ где a_{r} - скорость звука в канале; l - длина канала.

В том случае, когда диаметр канала меньше диаметра датчика и над мембраной имеется некоторый объем V, собственная частота канала определяется формулой для собственных колебаний резонатора Гельмгольца

 $f_{\rm p} = \frac{a_{\rm K}}{2\pi} \sqrt{\frac{F}{lV}}$ где F – площадь канала. Наличие канала эквивалентно введению в измерительную цепь дополнительного линейного звена с частотной характеристикой, описываемой формулой (6.8), и в большинстве случаев она будет определять частотный диапазон измерения.

Полученные выражения для собственных частот канала справедливы, когда вдоль поверхности движение газа происходит с существенно дозвуковыми скоростями. При скорости потока, близкой или большей скорости звука, происходит изменение характера течения в области выхода канала на поверхность, и его частотная характеристика значительно изменяется. На рис.6.7 показано изменение АЧХ канала при скорости потока M₀ =

2,92; характерная особенность ее по сравнению с амплитудно-частотной характеристикой при дозвуковой скорости – это отсутствие резонансного максимума, как и в случае сильно демпфированной системы. Если за границу частотного диапазона измерения принять значение частоты, которому соответствует $|H(\omega_{rp})| = 0,7$, то ее можно рассчитать по формуле

$$f_{\rm rp} = 2\pi a_{\infty} l \left(\frac{f_{\rm p}}{a_{\kappa}}\right)^2$$
, где $f_{\rm p}$ – резонансная частота канала без потока.

Приведенный пример показывает, что при сверхзвуковых скоростях потока вдоль стенки канал значительно уменьшает частотный диапазон измерения и поэтому желательно устанавливать датчик заподлицо с поверхностью. Особая точность совпадения мембраны с поверхностью требуется при измерении пульсаций в пограничном слое. Так, превышение датчика над поверхностью на $y/\delta = 0,01$, где δ – толщина пограничного слоя, увеличивает суммарный уровень пульсаций, измеряемый датчиком, в 4...5 раз. При этом существенные измерения претерпевают спектральные и корреляционные характеристики. Менее критичным является некоторое заглубление датчика: до у/8 = -0,01 характеристики пульсаций, практически не меняются. Эти регистрируемые датчиком, ланные показывают, что в пограничном слое уже небольшие изменения характера течения в области установки датчика приводят к заметному влиянию на пульсационные характеристики, что нужно иметь в виду, особенно при измерениях на моделях, где пограничный слой имеет малую толщину. Конечно, при измерении пульсаций давления в отрывных зонах или шума, излучаемого струей, требования к установке датчика могут быть несколько снижены, но правилом является установка датчика заподлицо с поверхностью, что гарантирует отсутствие посторонних возмущений.

Проведение измерений на высоких частотах требует учета такого фактора, как размер мембраны датчика. Если длина волны или интервал зоны корреляции оказывается сравнимым с диаметром датчика, распределение давления по мембране уже нельзя считать равномерным.

6.4.4. ПРЕОБРАЗУЮЩАЯ И РЕГИСТРИРУЮЩАЯ АППАРАТУРА

В большинстве случаев выходной сигнал датчика слишком мал, чтобы его можно было непосредственно зарегистрировать. Для усиления или преобразования изменения электрических величин на выходе датчика в напряжение электрического тока разработаны различного рода преобразователи и усилители. Как правило, их стремятся расположить как можно ближе к датчику, чтобы уменьшить влияние различного вида помех на кабель, соединяющий датчик с усилителем. Однако при слишком близком расположении усилителя на него могут воздействовать те же жесткие дестабилизирующие факторы, которые действуют на датчик, и потребуются особые конструктивные меры для защиты усилителя. Поэтому разработчикам аппаратуры приходится идти на компромиссы. выбирая обеспечивающие оптимальные соотношения, минимальное влияние дестабилизирующих факторов на измерительную цепь в целом. В последнее время с развитием интегральной технологии предварительный усилитель или преобразователь размещается все ближе к датчику, а в отдельных случаях и непосредственно в датчике. Нужно отметить, что предварительный усилитель должен обладать очень большим частотным диапазоном и пропускать без изменения коэффициента усиления как очень малые, так и очень большие сигналы. Для лучших образцов динамический диапазон, который равен в логарифмическом масштабе отношению максимально возможного сигнала к уровню шумов, приведенных ко входу, достигает 90...100 дБ и более. Фактически роль предварительного усилителя или преобразователя заключается в согласовании высокого входного сопротивления датчиков - пьезоэлектрических или конденсатобных микрофонов – с низким сопротивлением цепи, которое обеспечивает ее малую чувствительность к электрическим наводкам и дает возможность использовать длинные линии между предусилителем и усилителем-формирователем. Для защиты кабельных линий от электрических наводок они должны быть тщательно экранированы. При этом нужно обеспечить заземление экрана только в одной точке. Обычно заземление производят на входе в усилитель.

Усилитель-формирователь предназначен для нормализации сигнала по величине и частотному диапазону. Для этих целей он должен иметь аттенюатор со ступенчатым изменением коэффициента усиления, а также фильтры нижних и верхних частот с переменной граничной частотой. Применение в измерительной цепи усилителя-формирователя позволяет согласовать большой диапазон изменения уровня пульсаций давления с довольно ограниченным динамическим диапазоном магнитных регистраторов, который составляет 35...50 дБ. С помощью фильтров нижних и верхних частот можно выделить для дальнейшей регистрации нужную полосу частот, исключить область резонанса датчика.

Необходимым элементом измерительной цепи является многоканальный магнитный регистратор. Это связано с тем, что обработка сигнала для получения всех его характеристик, как правило, занимает значительно чем длится эксперимент. Наиболее широкое больше времени, распространение к настоящему времени получили аналоговые магнитные репистраторы, использующие два типа записи – частотную (ЧМ) и непосредственную (НЗ). При частотной записи изменение амплитуды входного сигнала преобразовывается в изменение несущей частоты, которая и поступает на магнитные головки. Этот принцип записи позволяет регистрировать как постоянную составляющую сигнала, так и переменную. Для современных промышленных магнитных регистраторов обычным является частотный диапазон 80 кГц при скорости движения ленты 304 см/с. Метод ЧМ-записи обеспечивает наилучшее соотношение сигнал - шум, или динамический диапазон, достигающий 48...50 дБ при

248

высоком качестве амплитудно-частотной характеристики (она практически линейна во всем рабочем частотном диапазоне). Благодаря этому при проведении измерений пульсаций давления в основном используются магнитные регистраторы с ЧМ-записью.

Метод непосредственной записи позволяет регистрировать существенно большие частоты (до 0,6...1 МГц), но характеризуется меньшим отношением сигнал – шум (< 35...38 дБ) и значительной неравномерностью частотной характеристики, достигающей ± 3 дБ в рабочем диапазоне частот. Поэтому этот метод используется только при записи очень высокочастотных сигналов, и вследствие более узкого динамического диапазона необходимо более тщательно подбирать коэффициенты усиления усилителей, чтобы обеспечить соответствие максимального входного сигнала и допустимого сигнала, регистрируемого магнитным регистратором.

Важной характеристикой магнитного регистратора является наличие нескольких скоростей движения магнитной ленты, что позволяет трансформировать частотный диапазон сигнала и согласовывать его с частотным диапазоном обрабатывающей аппаратуры. Последним звеном измерительной цепи является аппаратура для получения необходимых характеристик пульсаций давления. Это может быть шлейфовый или электронный осциллограф для визуального определения размаха пульсаций и характера протекания их по времени. Получение среднеквадратичного значения амплитуды пульсаций требует применения вольтметра с квадратичным детектором. Специальная аппаратура необходима для измерения спектральных и корреляционных характеристик, определения закона распределения плотности вероятности.

6.4.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЦЕПИ

Для получения характеристик пульсаций давления по результатам обработки электрического сигнала необходимо знать суммарную частотную характеристику измерительной цепи и коэффициент преобразования системы $K_{\Sigma} = \frac{dp}{dU_{\text{вых}}}$, где dp – приращение давления в точке измерения, а $dU_{\text{вых}}$ – соответствующее приращение напряжения на выходе измерительной цепи. В повседневной практике редко предоставляется возможность получить суммарную частотную характеристику, создавая пульсации давления в точке измерения с известными характеристиками. Поэтому

обычно частотную характеристику получают как произведение частотной характеристики датчика и частотной характеристики усилительно-регистрирующей аппаратуры в соответствии с формулой (6.6), при этом коэффициент преобразования системы вычисляется по

формуле $K_{\Sigma} = K_{\mu}K_{\mu} = \frac{dp}{dU_{\mu}} \frac{dU_{\mu}}{dU_{\mu}}$, где dU_{μ} – приращение напряжения на

выходе датчика, соответствующее приращению dp.

Определение частотной характеристики усилительно-регистрирующей аппаратуры можно провести, подавая синусоидальный сигнал с переменной частотой на вход системы и измеряя амплитуду и фазу сигнала на выходе. Полученную амплитудно-частотную характеристику нормируют так, чтобы она была равна 1 на частоте калибровки системы.

Второй метод основан на использовании случайного сигнала, подаваемого на вход системы, и измерении спектральных характеристик. Обычно в качестве испытательного сигнала применяется белый шум, который имеет постоянную спектральную плотность. Можно показать, что взаимная спектральная плотность $S_{xy}(\omega)$ входного x(t) и выходного y(t) сигналов связана со спектральной плотностью входного сигнала равенством $S_{xy}(\omega) = H(i\omega)S_x(\omega)$ или в показательной форме

$$\left|S_{xy}(\omega)\right|e^{-i\theta(\omega)} = \left|H(\omega)\right|e^{-i\varphi(\omega)}S(\omega), \qquad (6.14)$$

откуда получаем выражение для амплитудно- и фазочастотной характеристик

$$|H(\omega)| = \frac{|S_{xy}(\omega)|}{S_{x}(\omega)} \, {}^{*}\varphi(\omega) = \theta(\omega).$$
(6.15)

Отметим, что рассчитанная по формулам (6.15) частотная характеристика не зависит от собственных шумов усилителя и верна для случайного процесса с произвольным видом спектральной плотности. Однако при ее вычислении сталкиваются с дополнительными погрешностями, обусловленными статистическим характером процессов (см. разд. 6.5), и для ее получения необходимо подать на вход анализирующей аппаратуры одновременно и испытательный сигнал, и сигнал с выхода измерительной цепи, что не всегда возможно. Поэтому в тех случаях, когда фазо-частотная характеристика не важна, например при измерении только спектральной плотности процесса, амплитудно-частотную характеристику можно

250

получить, используя в качестве испытательного сигнала белый шум от

специального генератора. Из равенства (6.10) имеем $|H(\omega)| = \sqrt{\frac{S_y(\omega)}{S_x(\omega)}}$,

т.е. квадратный корень из спектральной плотности выходного сигнала фактически пропорционален АЧХ системы. Полученная таким способом АЧХ, вообще говоря, будет зависеть от собственных шумов усилительно-регистрирующей аппаратуры, если их спектральный уровень будет приближаться к уровню спектра выходного сигнала. Такой метод получения частотной характеристики системы измерения оказывается очень удобным, так как, подав белый шум на вход системы измерения и записав его на магнитный регистратор, можно сохранить всю информацию о системе и воспользоваться ею при обработке данных испытаний на различных анализирующих системах.

Для получения информации о положении аттенюаторов усилителей и регистраторов, которое может меняться от испытания к испытанию, на вход системы подается калибровочный синусоидальный сигнал и записывается на магнитный регистратор. Его сразу же рассчитывают в единицах давления по формуле $\sigma_{\rm K.c} = K_{\rm d} U_{\rm c}$, где $K_{\rm d} = \frac{dp}{dU_{\rm d}} -$ коэффициент преобразования датчика, равный обратному значению чувствительности; $U_{\rm K.c}$ – эффективное значение напряжения калибровочного сигнала.

При обработке магнитных записей на анализирующей аппаратуре одновременно обрабатывается и калибровочный сигнал, что позволяет дальнейшую расшифровку производить относительно уровня этого сигнала. Это упрощает работу и позволяет избежать ошибок, связанных с неправильным учетом положения делителей.

Необходимый для расшифровки данных коэффициент преобразования датчика или его чувствительность получают в процессе градуировки датчика на специальном оборудовании.

6.4.6. ГРАДУИРОВКА ДАТЧИКОВ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Наиболее распространенный способ определения чувствительности датчика – это сравнение его показаний с образцовым датчиком, имеющим известные метрологические характеристики. При измерениях до уровней


Р и с. 6.8. Схема устройства для динамической градуировки датчиков пульсаций давления:

1 — корпус; 2 — коллектор подвода воздуха с давлением p_1 ; 3 вращающийся барабан с двумя полостями; 4 — измерительный коллектор давления p_1 ; 5 — манометр образцовый, измеряющий давление p_1 ; 6 градунруемый датчик пульсаций давления; 7 — манометр образцовый, измеряющий давление p_2 ; 8 — измерительный коллектор давления p_2 ; 9 коллектор подвода воздуха с давлением p_2 ; 10 — отверстия, соединяющие полость с измерительным коллектором: 11 — канал подвода давления к градунруемому датчику; 12 — вал с перегородкой между полостями

160...170 дБ в качестве образцового может быть использован микрофон типа 4136 фирмы "Брюль и Къер", имеющий погрешность 0,3...0,5 дБ (2...5 %) и линейную амплитудно-частотную характеристику в диапазоне частот от 200 Гц до 50 кГц.

Для градуировки датчиков пульсаций при амплитудах выше 170 дБ и статическом давлении большем, чем атмосферное, может быть применено устройство для динамической градуировки, использующее для измерения амплитуды пульсаций давления средства, применяемые для измерения статического давления, например манометры или высокоточные датчики типа "Сапфир 22". Схема установки с системой измерения приведена на рис.6.8. В цилиндрическом корпусе с гнездом для градуируемого датчика установлен вращающийся полый барабан с поперечной перегородкой, расположенной в сечении, где размещается датчик, которая делит внутренний объем на две полости. Со стороны каждой полости в



Р и с. 6.9. Схема течения газа в зазорах устройства для динамической градуировки датчиков пульсаций при наличии компенсационных отверстий: 0, 1, 2, 4 — участки кольцевого зазора между корпусом и барабаном; 3 — отверстия, соединяющие измерительный коллектор с выходом канала в перегородке; 5 — компенсационные отверстия

перегородке выполнены каналы так, что при вращении барабана их выходы поочередно проходят около градуируемого датчика. В каждой полости за счет подвода газа через питающие коллекторы поддерживается свой уровень статического давления. Давление газа на выходе каждого канала передается через отверстия в кольцевые измерительные коллекторы, проточенные в корпусе, к которым подсоединяются образцовые манометры.

Если размеры по окружности барабана в выходных сечениях каналов будут равны, то при вращении барабана на датчик будет воздействовать периодический сигнал, близкий к прямоугольному с размахом, равным разности давлений в каждой полости. Для повышения частоты следования импульсов давления со стороны каждой полости может быть выполнено несколько чередующихся каналов. Точность измерения амплитуды импульсов давления будет определяться погрешностью измерительных средств стационарных давлений в полостях и ошибкой, обусловленной перетеканием газа по зазору между корпусом и барабаном (рис.6.9). Это перетекание приводит к некоторому снижению давления в измерительном коллекторе полости повышенного давления за счет оттока газа из него по зазору в канал, соединяющийся с полостью пониженного давления. Однако в измерительный коллектор полости пониженного давления по

зазору натекает газ из канала, соединенного с полостью повышенного давления, что приводит, в свою очередь, к некоторому повышению измеряемого давления по сравнению с давлением на выходе канала. Уменьшить этот отрицательный эффект можно за счет уменьшения зазора и увеличения гидравлического сопротивления течению газа по зазору, что, вообще говоря, связано со значительными технологическими трудностями. Кардинальное решение задачи уменьшения влияния перетекания газа по зазору, приводящее, кроме этого, к снижению требований к точности изготовления состоит в том, что на пути потока газа между измерительными коллекторами и каналами, вводятся компенсационные отверстия, через которые газ из зазора отводится в полость, приводя к общему изменению давления во всем объеме. При этом давления в измерительном коллекторе и на выходе соответствующего канала при правильном выборе площади и размера компенсационных отверстий практически не отличаются.

Рассмотрим более подробно возможную ошибку в измерении разницы давлений в этом случае и определим требования к площади компенсационных отверстий, обеспечивающих минимальные ошибки. Составим для гидравлической схемы течения, представленной на рис.6.9, систему уравнений неразрывности и равенства потерь давлений. Решим ее, полагая известными давления в полостях p_1 и p_2 , гидравлические сопротивления отверстий, зазоры и их площади. При этих условиях отношение погрешности измерения δ_p к разнице ($p_1 - p_2$) определяется формулой

$$\frac{\sigma_{p}}{p_{1} - p_{2}} = \frac{2}{1 + \zeta_{0}A^{2} + \zeta_{4}B^{2}}.$$

rde $A = \frac{1}{\sqrt{\zeta_{1}}} + \frac{2}{\sqrt{\zeta_{2}}} + \frac{F_{3}}{F_{4}} \frac{1}{\sqrt{\zeta_{3}}};$
 $B = A + \frac{F_{5}}{F_{4}} \sqrt{\frac{1 + \zeta_{0}A^{2}}{\zeta_{4}}}.$ (6.16)

Здесь также принято, что $F_0 = F_1 = F_4 = 0.5F_2$, где F_2 – площадь кольцевого зазора между корпусом и барабаном; F_3 – площадь отверстий.

2

соединяющих выходные сечения каналов с измерительными коллекторами; F_5 – площадь компенсационных отверстий; F_0 , F_4 – площадь той части кольцевого зазора, которая соединяет измерительный коллектор с каналом, выходящим из полости с другим давлением.

Относительная ошибка без компенсационных отверстий составляет

$$\frac{\delta_p}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{2}{1 + \zeta_4 A^2} . \tag{6.17}$$

Заметим, что при наличии компенсационных отверстий можно допустить значительно больший зазор, т.е. снизить требования к точности изготовления деталей. Если при этом площадь компенсационных отверстий выбрана так, чтобы отношение $F_5/F_4 \ge 10$, то значение $\frac{\delta p}{p_1 - p_2}$

уменьшится до 0,03 %, что вполне допустимо для систем градуировки датчиков быстропеременных давлений.

Таким образом, устройство для динамической градуировки датчиков позволяет создать периодические, практически прямоугольные колебания давления, амплитуда которых измеряется с высокой точностью (0,5... 1%). Для определения чувствительности датчика на этом устройстве необходимо так же точно измерить выходное напряжение такого прямоугольного сигнала.

Прямое измерение размаха сигнала, поступающего с датчика, можно осуществить, используя электронный осциллограф. Однако погрешность измерения амплитуды импульса у выпускаемых серийных осциллографов составляет 3...5 %, которая еще больше увеличится из-за наличия шумовых пульсаций давления, которые имеют место в полостях. Кроме того, при скачкообразном изменении давления в небольших объемах газа перед датчиком возбуждаются колебания давления на собственных частотах, что проявляется на осциллографиях в виде затухающего колебательного процесса (рис.6.10). Все это не дает возможности эффективно использовать электронный осциллограф для точного измерения амплитуды импульса. Более высокой точности можно добиться, используя для измерения цифровые электронные вольтметры переменного напряжения с линейным детектором, которые измеряют среднее значение модуля напряжения в соответствии с формулой

$$U_{\rm cp} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} |U(t)| dt.$$

255



Р н с. 6.10. Осциллогранма пульсаций давления, воздействующих на датчик при вращении барабана

Сигнал с выхода датчика можно представить в виде суммы периодического трапецеидального сигнала $U_c(t)$, пропорционального изменению давления, и шумового сигнала, включая

затухающий колебательный процесс s(t). Так как при детектировании U(t) изменяет знак только составляющая периодического сигнала, а шумовая составляющая, наложенная на него, остается неизменной, то после детектирования и интегрирования получим следующее выражение:

$$U_{\rm cp} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} |U_{\rm c}(t)| dt + \frac{1}{T} \int_{0}^{T} s(t) dt = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} |U_{\rm c}(t)| dt,$$

так как среднее значение шума равно нулю, т.е. наличие шума не оказывает влияния на точность измерения среднего значения импульса. Интеграл для трапецеидального сигнала может быть вычислен и его значение через амплитуду импульса U_0 определяется выражением

$$U_{\rm cp} = \frac{U_0}{2} (1 + 0.5a_1), \tag{6.18}$$

где $a_1 = \frac{a-b}{a+b}$ величина, характеризующая наклон фронта импульса давления, может быть измерена электронно-лучевым осциллографом (см. рис. 6.10).

Электронные вольтметры с линейным детектором фактически измеряют среднее по модулю значение напряжения переменного тока, но показывают эффективное значение напряжения синусоидального тока. Чтобы обеспечить это, измеренная величина U в приборе умножается на коэффициент 1,11. Поэтому при измерении трапецеидального сигнала для получения истинного среднего значения необходимо показания прибора разделить на 1,11. Тогда формулы для определения размаха напряжения, разнице давлений в полостях барабана соответствующего И чувствительности датчика, примут вид

$$U_{0} = \frac{2A_{cp}}{1.11(1-0.5a_{1})}, \ a = \frac{dU_{n}}{dp} = \frac{U_{0}}{p_{1}-p_{2}}, \ (6.19)$$

где A – показания вольтметра.

Можно показать, что вольтметр с квадратичным детектором будет несколько завышать действительное значение амплитуды импульса.

Для снижения уровня шума внутренние полости барабана целесообразно частично заполнить звукопоглощающим материалом. При выполнении всех перечисленных выше требований описанное устройство с вращающимся барабаном позволяет определить чувствительность датчика пульсаций давления с погрешностью около 1...2 % на частотах от долей герца до 500 Гц. Амплитуды импульсов и уровень статического давления определяются прочностью конструкции и давлением в питающей воздушной сети. Достаточно просто достигаются амплитуды до 0,5 МПа при статическом давлении до 1,0 МПа.

6.5. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Пульсации давления в большинстве случаев представляют случайный процесс и только при развитии автоколебательных явлений, таких, например, как излучение струей дискретного тона, колебания принимают детерминированный характер. Поэтому при определении величин, характеризующих пульсационный процесс, основным математическим аппаратом является теория случайных процессов.

При постоянном режиме испытаний пульсации давления могут рассматриваться как стационарный, эргодический процесс, для которого все необходимые характеристики могут быть получены осреднением по времени. Так как реализации, получаемые в эксперименте, имеют конечную длину, то результатом обработки являются оценки истинных характеристик пульсаций давления. Возможное отличие полученных от истинных характеризуется величиной так называемой значений статистической ошибки, появление которой обусловлено свойствами. присущими случайному процессу. Для того чтобы оценить эту составляющую погрешности измерения, нужно сделать некоторые заключения о статистических свойствах процесса, что позволит оценить достоверность получаемых характеристик, выбрать параметры обработки.

В результате испытания получаем реализацию процесса, которая представлена обычно в виде записи на магнитной ленте, обработка

которой может проводиться как аналоговыми средствами, так и с применением ЭВМ или специализированных цифровых анализирующих систем, получивших широкое распространение в последнее время.

6.5.1. АНАЛОГОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ

Дисперсия при определении оценки среднего значения сигнала в соответствии с формулой $\mu_x = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt$ вследствие конечного интервала

осреднения составляет
$$D[\mu_x] \approx \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} C_x(\tau) d\tau$$
, где $C_x(\tau)$ –

автоковариационная функция процесса. В частном случае нормального белого шума с полосой частот В выражение для относительной среднеквадратичной погрешности измерения среднего значения за время *Т* имеет вид

$$\epsilon = \frac{\sqrt{D[\mu_x]}}{\mu_x} = \frac{1}{\sqrt{2BT}} \frac{\sigma_x}{\mu_x}$$

где $\sigma_{\mathbf{x}}$ - среднеквадратичное значение шума, B - полоса частот в Гц.

Оценка среднеквадратичного значения амплитуды пульсаций давления, которая характеризует энергию процесса, определяется в соответствии с

формулой $\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt}$. Статистическая погрешность измерения среднеквадратичного значения для белого шума с полосой частот *B* равна $\epsilon = \frac{1}{2\sqrt{BT}}$. Как при измерении среднего, так и среднеквадратичного

значения сигнала, погрешность определяется произведением ширины полосы частот на время осреднения и даже при *BT* > 100 отклонения измеренных значений от истинного, обусловленные статистическим характером процессов, достигают 10 %, что значительно превышает инструментальные погрешности измерительных приборов, определенные с применением гармонических сигналов.

Спектральная плотность

Аналоговые методы измерения спектральной плотности основаны на использовании узкополосных фильтров. При прохождении случайного сигнала через фильтр с полосой пропускания B_e на его выходе получим узкополосный процесс, среднее значение квадрата которого за время T представляет собой оценку значения квадрата входного случайного сигнала в пределах полосы B_e с центральной частотой f. Эта оценка в пределе при $T \rightarrow \infty$ ($B_e \rightarrow 0$) стремится к значению спектральной плотности на частоте f. Практически для фильтра с конечной полосой оценку спектральной плотности можно получить из уравнения

$$\hat{S}_{x}(f) = \frac{1}{B_{e}} \left[\frac{T}{T} \sum_{0}^{f} x_{B}^{2}(t, f, B_{e}) dt \right] = \frac{\sigma_{B}^{2}(f)}{B_{e}}.$$
(6.20)

где x_B (f, B_e) – узкополосный случайный процесс на выходе фильтра, имеющего полосу пропускания B_e на центральной частоте f.

В общем случае полученная по формуле (6.20) оценка спектральной плотности будет содержать как дисперсию, так и смещение относительно истинного значения. Суммарное среднее значение квадрата относительной ошибки будет определяться следующим выражением:

$$\epsilon^{2} = \frac{1}{B_{e}T} + \frac{B_{e}^{4}}{576} \left[\frac{S_{x}^{\prime\prime}(f)}{S_{x}(f)} \right], \tag{6.21}$$

где первое слагаемое – дисперсия оценки, а второе – смещение оценки. Для процессов с широкополосным спектром, у которых вторая производная S"(f) мала, при анализе можно выбрать более широкую полосу пропускания фильтра, что позволит значительно уменьшить дисперсию оценки. Однако при наличии в спектре узкополосных составляющих это приведет к значительному смещению оценки, особенно в области максимума, который будет всегда занижен вследствие осреднения значения спектральной плотности в полосе фильтра.

Чтобы избежать значительных ошибок смещения, необходимо выбирать полосу пропускания фильтра уже, чем ширина B_c узкополосного максимума в спектре. В большинстве случаев можно принять $B_e = 1/4 B_c$, при этом ошибка смещения не будет превышать 3 %.

При анализе процесса с периодической составляющей на частоте *f* аппаратура, использующая узкополосный фильтр, измеряет среднеквадратичное значение амплитуды гармонического сигнала, которое не зависит от ширины полосы пропускания, если мало среднеквадратичное значение шумовой составляющей в полосе фильтра.

Корреляционная функция

В процессе измерения взаимной корреляционной функции по реализациям конечной длины получаем ее оценку

$$\hat{R}_{xy}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} x(t)y(t-\tau)d\tau, \qquad (6.22)$$

которая является несмещенной и состоятельной, с дисперсией, стремящейся к нулю при увеличении длины реализации. Для белого шума с ограниченной полосой частот *В* можно получить выражение для среднего значения квадрата относительной ошибки

$$\epsilon^{2} = \frac{1}{2BT} \left[1 + \frac{R_{xx}^{(0)}R_{yy}^{(0)}}{R_{xy}^{(\tau)}} \right], \tag{6.23}$$

где $R_{xx}(0)$ и $R_{yy}(0)$ – значения автокорреляционных функций процессов x(t) и y(t) при $\tau = 0$.

При измерении взаимной корреляционной функции особые требования предъявляются к фазовым соотношениям между каналами. Как правило, разность фаз не должна превышать 10...15° в исследуемом диапазоне частот. В частном случае, когда разность фаз между каналами пропорциональна частоте, что соответствует смещению сигналов по времени на величину τ_0 , она может быть скорректирована в результатах обработки смещением начала координат на величину τ_0 . Чаще всего это встречается при записи на многоканальных магнитных регистраторах, когда имеют место различные смещения головок записи и воспроизведения по каналам. Определить время τ_0 можно, записав одновременно на все каналы сигнал от генератора белого шума. Положение максимума взаимной корреляционной функции по оси τ и будет определять значение τ_0 .

260

6.5.2. ЦИФРОВЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА

С развитием средств вычислительной техники - повышением быстродействия, увеличением объема оперативной памяти при существенном сокращении их объема и снижении стоимости - цифровые методы анализа получают все большее распространение. Для цифровой обработки результаты измерения должны быть представлены в виде ряда значений в выбранные моменты времени. Преобразование сигнала в цифровую форму включает две операции: дискретизацию и квантование. Дискретизация это выбор моментов времени, в которые производятся отсчеты. Обычно дискретизацию процесса проводят через равные промежутки времени с шагом $\Delta t = h$, определяющим максимальную частоту процесса, которая может быть выделена из последовательности чисел, заменяющей непрерывный процесс. В соответствии с теоремой Котельникова эта частота $f_{\text{max}} = \frac{1}{2h}$ т.е. на период наиболее высокой частоты должно приходиться не менее, чем два отсчета. Это условие является определяющим при выборе максимально возможного шага h дискретизации процесса. При этом частоту f = 1/h называют частотой дискретизации процесса и, следовательно, частота процесса не должна превышать f < f /2. Если в непрерывном сигнале содержатся более высокие частоты, чем f_{max} , то их энергия складывается с энергией частот, лежащих ниже f_{\max} , и весь спектр сигнала свертывается в этот ограниченный диапазон частот (от 0 до $f_{\rm max}$), что приводит к ошибкам в определении спектральной плотности процесса. Чтобы исключить это явление, процесс до дискретизации необходимо отфильтровать, пропустив его через фильтр нижних частот с граничной частотой среза f, равной максимальной частоте, интересующей исследователя, а частоту дискретизации выбрать в 3...4 раза выше: $f_n \ge (3...4)$ f_c . В ряде случаев для повышения точности корреляционных характеристик частоту дискретизации выбирают еще более высокой: $f_n = (7...10) f_c$.

Выбранные значения квантуются – преобразуются в двоичный цифровой код. Число уровней квантования определяется разрядностью аналого-цифрового преобразователя (АЦП), которая для современных приборов составляет от 8 до 16 бит. Это соответствует диапазону от 256 до 65 536 уровней квантования. При преобразовании выбранного

истинного значения непрерывного сигнала в цифровую форму ему будет соответствовать наиболее близкий уровень квантования. Получающаяся при этом ощибка квантования имеет дисперсию, равную 1/12 цены деления. Эту ощибку можно рассматривать как случайную помеху, наложенную на полезный сигнал. Она определяет динамический диапазон АЦП. Например, для 8-разрядного АЦП с 2⁸ = 256 уровнями квантования динамический диапазон составляет около 50 дБ.

Цифровые методы анализа случайных процессов в настоящее время базируются на использовании алгоритмов быстрого преобразования Фурье (БПФ). Для ЭВМ с двоичной системой счисления особенно удобен вариант алгоритма БПФ, предложенный Кули и Тьюки. При расчетах по этому методу длина реализации, представленная последовательностью цифр, должна содержать число ординат $N = 2^{D}$, где p – целое число. Благодаря значительному сокращению времени, требуемого для определения коэффициентов разложения в ряд Фурье, нахождение оценки спектральной плотности методом БПФ проводят непосредственно по реализациям процесса. Однако полученная таким образом оценка имеет слишком большую дисперсию. Так как разрешающая способность, или эффективная полоса анализа для дискретной последовательности с шагом h = 1/f

составляет $B_e = \frac{1}{Nh}$, а длина реализации T = Nh, то значение $\epsilon = \sqrt{\frac{1}{B_e T}}$

= 1. Поэтому для уменьшения дисперсии спектральной плотности необходимо произвести сглаживание ее путем осреднения по l смежным частотам, что эквивалентно увеличению эффективной полосы анализа в l раз. При этом величина ошибки уменьшится в \sqrt{l} раз. Второй способ повышения точности получаемой оценки спектральной плютности заключается в осреднении по нескольким отрезкам реализации стационарного процесса. В этом случае остается неизменной разрешающая способность по частоте, а ошибка составляет $\epsilon = \sqrt{\frac{l}{q}}$, где q – число отрезков процесса по $N = 2^p$ чисел. Естественно, в этом случае нужна большая длина процесса. Возможно комбинирование обоих методов осреднения. Среднеквадратичное значение ошибки осредненной оценки составляет $\epsilon = \sqrt{1/lq}$. Отметим, что при сглаживании по частоте в оцен-

ке спектральной плотности появляется ошибка смещения, величина которой зависит от формы спектра, и в данном случае верны те же соображения по выбору ширины полосы осреднения, что и при аналоговых методах анализа (см. разд. 6.5.1). Кроме этого, использование вычислительных машин позволяет решить задачу выбора оптимальной формы спектрального



Рис. 6.11. Пример циклической корреляционной функции:

а — объем выборки $N = 2^{p}$; 6 — исходная последовательность с N нулями; $1 = R_{xx}(rh); 2 = R_{xx}[(N-1-r)h].$

окна, с помощью которого можно более эффективно производить сглаживание для получения более достоверной оценки спектральной плотности.

Применение метода БПФ дает настолько заметное сокращение времени, что становится более выгодным нахождение автокорреляционной функции процесса по оценке его спектральной плотности, применяя к ней обратное преобразование Фурье. Однако при таком косвенном методе получается не обычная, а так называемая циклическая корреляционная функция, определяемая формулой

$$R_{xx}^{c}(rh) = \frac{N-r}{N} \Big\{ R_{xx}(rh) + R_{xx} \big[(N-1-r)h \big] \Big\},$$
(6.24)

где $r = 0, 1, \dots, N - 1$.

Обе составляющие в правой части уравнения иллюстрируются рис.6.11, a, т.е. циклическая корреляционная функция является суммой истинной оценки корреляционной функции и функции, симметричной ей относительно середины интервала. Это несущественно, если автокорреляционная функция быстро затухает или интерес представляют только начальные значения R_{xx} при $\tau < 0.2Nh$.

Для исключения этого эффекта исходную реализацию следует дополнить *N* нулями и выполнить те же преобразования. При этом циклическая корреляционная функция имеет вид, показанный на рис.6.11, *б*, т.е. истинной оценке автокорреляционной функции соответствуют *N* первых ординат, а вторая половина не представляет практического интереса и может быть отброшена. Метод БПФ успешно применяется для нахождения оценки функции когерентности

$$\hat{\gamma}_{xy}^{2}(f_{\kappa}) = \frac{\left|\hat{s}_{xy}(f_{\kappa})\right|^{2}}{\hat{s}_{x}(f_{\kappa})\hat{s}_{y}(f_{\kappa})}.$$
(6.25)

где $|S_{XU}(f_{\kappa})|$ – модуль оценки взаимной спектральной плотности.

Для расчета по формуле (6.25) оценки спектральных плотностей должны быть предварительно сглажены по частоте или по отрезкам. Можно показать, что значения оценки функции когерентности при использовании первичных оценок спектральных плотностей, имеющих дисперсию $\epsilon^2 = 1$, будут равны единице независимо от истинной величины функции когерентности и даже в случае полностью не коррелированных процессов. Поэтому при определении γ_{xy} к нахождению оценок спектральных плотностей нужно отнестись с большой тщательностью, стремясь выбрать оптимальное соотношение параметров сглаживания для уменьшения дисперсии и смещения оценок, особенно в области максимумов.

Следует отметить, что развитие средств для определения характеристик случайных процессов пошло по пути создания специализированных гибридных аналого-цифровых вычислительных систем. Они включают в себя каналы усиления и фильтрации сигналов, их преобразования в цифровую форму. Скорость обработки цифровой информации значительно повышена за счет включения в состав системы спецпроцессоров, выполняющих быстрое преобразование Фурье и позволяющих вести обработку данных в темпе испытания. Как правило, эти системы основаны на микропроцессорной технике, а их программное обеспечение позволяет производить полную обработку случайных процессов с нахождением всех необходимых исследователю характеристик.

Список литературы

1. <u>Авиационная</u> акустика: В 2 ч. /Под ред. А.Г. Мунина. М.: Машиностроение, 1986. Ч.1. 258 с.; Ч.2. 259 с.

2. <u>Антонов А.Н.,</u> <u>Вишняков А.Н.,</u> <u>Шалаев С.П.</u> Экспериментальное исследование пульсаций давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // Журнал прикладной механики и технической физики. 1981. № 2. С. 89–98. 3. <u>Бибко В.Н., Ефимцов Б.М., Кузнецов В.Б.</u> Пульсации давления на пластине перед уступом // Ученые записки ЦАГИ. 1986. Т. XVII, **№** 3. С. 9–19.

4. <u>Блохинцев</u> <u>Д.И.</u> Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.

5. <u>Власов</u> <u>Е.В.,</u> <u>Гиневский</u> <u>А.С.</u> Проблема аэроакустических взаимодействий // Акустический журнал. 1980. Т. XXVI. Вып. 1, С. 1–12.

6. <u>Власов</u> <u>Е.В.,</u> <u>Гиневский</u> <u>А.С.</u> Когерентные структуры в турбулентных струях и следах // Итоги науки и техники // ВИНИТИ Сер. Механика жидкости и газа. 1986. Т. 20. С. 3-84.

 7.
 Власов
 Е.В.,
 Гиневский
 А.С.,
 Каравосов
 Р.К.
 Исследование

 аэродинамических
 и
 акустических
 характеристик
 акустически

 возбужденных
 струй
 //
 Современные
 проблемы
 аэромеханики
 М.:

 Машиностроение,
 1987.
 С.
 154–168.
 154–168.
 154–168.

8. <u>Власов Е.В., Гиневский А.С., Каравосов Р.К., Уханова Л.Н.</u> Исследование автоколебательных режимов при натекании на экран дозвуковой турбулентной струи // Промышленная аэродинамика. Вып.1 (33). М.: Машиностроение, 1986. С. 277–280.

9. <u>Власов Е.В., Гиневский А.С., Каравосов Р.К., Уханова Л.Н.</u> Исследование резонансных режимов при натекании на экран дозвуковой турбулентной струи // Проблемы турбулентных течений. М.: Наука, 1987. С. 115-122.

10. <u>Гиневский А.С., Власов Е.В., Колесников</u> <u>А.В.</u> Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроения, 1978. 177 с.

11. <u>Грязнов</u> В.П., <u>Купцов</u> В.М. Газодинамический нагрев в полостях под воздействием пульсаций давления на входе // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1983, № 6. С. 177–179.

12. <u>Купцов</u> <u>В.М.,</u> <u>Филиппов</u> <u>К.Н.</u> Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в коническую полость // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1981. № 3. С. 167–170.

13. <u>Ландау</u> <u>Л.Д.,</u> <u>Лифшиц</u> <u>Е.Е.</u> Теоретическая физика.: В 6 Т. Т.6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

14. <u>Мельников</u> <u>Д.А.,</u> <u>Тутушкин</u> <u>А.С.</u> Малые нестационарные возмущения газового потока в канале со сверхзвуковым соплом // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1981. № 1. С. 112-121. 15. <u>Мунин А.Г., Кузнецов В.М.,</u> <u>Леонтьев</u> <u>Е.А.</u> Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981. 248 с.

16. <u>Петровский В.С.</u> Анализ нестационарных акустических процессов. Теоретические основы. М.: Изд-во стандартов, 1987. 224 с.

17. <u>Пристеночные</u> пульсации давления за двумерными препятствиями / E.B. Власов, А.С. Гиневский, Р.К. Каравосов, М.О. Франкфурт // Тр. ЦАГИ. 1982. Вып. 2137. С. 3-22.

18. <u>Пульсащии</u> давления на преграде при натекании струи / В.М. Купцов, А.Ф. Сырчин, К.Н. Филиппов и др. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1980, № 1. С. 163—167.

19. <u>Смоляков</u> <u>А.В.</u>, <u>Ткаченко</u> <u>В.М.</u> Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980. 264 с.

20. <u>Солотчин</u> <u>A.B.</u> О неустойчивости сверхзвуковой недорасширенной струн, натекающей на преграду // Газодинамика и акустика струйных течений. Новосибирск: НГУ, 1979. С. 3-32.

Предметный указатель

Автоколебания 204. 208. 209. 210. 212. 213 Автокорреляционная функция 7, 260, 263 Автомодельный режим 122, 123, 125, 131 Акустическое возмущение 44, 45, 52, 138 Акустическое излучение 29, 44, 138 Акустическая мощность 27, 30 Амплитуда 6, 71, 76, 140, 144, 200 Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) 8, 83, 238, 239, 240, 241, 250. 251 Взаимодействие струи с преградой 91 Взаимодействие типа турбулентность + турбулентность 18, 23, 30 Взанмодействне типа сдвиг + турбулентность 18, 23, 30 Взаимная спектральная плотность 10 Взанмокорреляционная функция 10, 244 Вихрь 5, 20, 40, 112, 130, 137, 138, 141, 142, 143, 149, 150 Волна 50, 55, 68, 81, 84, 119, 136, 137, 206 Волна стоячая 53, 150 Волновое число 24, 53, 145, 146 Волна энтропни 74, 75, 77, 79, 80, 84 Газодинамический нагрев 203, 204, 205, 206, 207, 208, 214, 216, 217, 219, 220, 221, 222 Газоструйный источник звука 235 Градиент давления 86 Граница слоя смешения 34, 127 Граница струн 5, 40, 69 Граничные условия 69, 75 Дальнее акустическое поле 20 Дискретная составляющая спектра 8, 43, 51, 57, 152 **Дипольный** источник 26 Длина волны 40, 53, 56, 142, 144, 150 Длина области отрыва 157 Дозвуковое течение 128, 151 Донная область 114, 116, 117, 120, 122, 123, 133, 134

Закон распределения 160 Закрытые зоны 120, 122, 126, 132, 133 Зона колебаний скачка 159 Интенсивность шума 20, 140 – дискретной составляющей 150 -- турбулентности 87...91, 94, 102, 103 Источник 4, 5, 24, 26, 33, 37, 136, 137, 142 Квадрупольный источник 26, 27 Компоновка 47, 48, 93, 110, 113, 114, 131, 134 Корреляционная функция 9, 10, 260, 263 Коэффициент корреляции 9, 10, 40, 41, 42, 118, 119, 125, 126, 130, 146 - поперечный 9, 10 - продольный 9, 10, 40, 41, 146 Коэффициент Доплера 27 Критическое сечение 30, 73, 81 Критическая точка 84, 86, 87, 92, 96, 97, 111 Круговая частота 7 Ламинарный пограничный слой 143 Ламинарное течение 137, 143, 189 Линия тока 127, 135, 153, 145, 165 Линия тока разделяющая 127, 135, 153, 145, 165 Масштаб турбулентности 4, 31, 87, 91 Моделирование 104, 105, 121, 122 Многосопловая компоновка 120, 121, 133, 134 Начальный участок струн 84, 85, 89, 90 Нестационарное обтекание 134 Неустойчивость сдвигового слоя 144 Основной участок струн 22, 86 Открытые зоны 114, 132 Отрыв пограничного слоя 159, 164 Плато давления 163, 165, 166 Пограничный слой 85, 137, 146, 152, 157, 159, 164, 167 Полоса частот 11, 258 Преобразование Фурье 70, 239, 264 Пульсации давления 5, 25, 84, 85, 91, 106, 116, 135, 138, 139, 140. 148, 150 Пульсации донного давления 87, 114, 115, 116, 117, 118, 121, 122 126. 130...133 Пульсации скорости 20, 30, 66, 88, 89, 92 Пульсационные характеристики 148, 181

Режим течения 139, 143 Сверхзвуковая струя 23, 28, 35, 37, 38, 46, 66, 67, 81, 84, 86, 104 Сверхзвуковой поток 136 Система струй 13, 194, 197 Скачок уплотнения 13, 14, 29, 37, 72, 93, 138, 160, 164, 165 Скорость звука 46, 142, 218 Скорость движения вихрей 137, 143 Слой смешения 23, 39, 155, 164, 165, 166 Случайный процесс 5, 103, 160, 241, 259 Спектр 5, 39, 82, 103, 130, 135, 152 Спектральная плотность 7, 119, 155, 162, 259 Спектральный состав 39, 96, 99 Спектры пульсаций давления 39, 103, 130, 152, 167 Среднеквадратичное значение 6, 79, 88, 92, 100, 101, 115, 117, 118, 122, 129, 138, 158 Стационарная отрывная зона 135 Степень нерасчетности 29, 37, 40, 50, 86 Суммарное значение 36, 115, 154, 158, 166 Толщина пограничного слоя 139, 161, 162 вытеснения пограничного слоя 162 Точка отрыва 133, 137, 157 Турбулентность 13, 15, 22, 65, 66, 84, 87, 90, 93, 102, 115, 120 Турбулентный пограничный слой 35, 115, 127, 137, 143, 152, 157, 159, 164 Турбулентная струя 16, 20, 53, 56, 102, 146, 155 Ударная волна 5, 177, 178, 179, 191, 205, 206 Удельная теплоемкость 17 Узкополосный спектр 8 Уравнение неразрывности 14, 16 Фаза 40, 42, 60, 75, 76, 78, 79, 143 Функция Бесселя 71 - когерентности 10, 264 Частота 47, 48, 59, 67, 81, 83, 103, 106, 110, 111, 113, 117, 143 - дискретной составляющей 44, 47, 48, 110 Число Маха 30, 47, 52, 64, 76, 113, 146, 164 Рейнольдса 64, 121, 132 - Струхаля 25, 40, 77, 79, 149, 151 Шум 14, 21, 22, 30...34, 38, 57, 64, 71, 81, 112, 150 слоя смешения 30, 32, 35, 39 скачков уплотнения 32, 33, 34, 35, 38, 40

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. Пульсации давления в ближнем и дальнем полях струн	
или системы струй	13
1.1. Физическая природа шумов турбулентного потока	14
1.2. Определение акустической мощности дозвуковой струи	19
1.3. Расчет шума сверхзвуковой струн при малых	
сверхзвуковых скоростях	23
1.4. Шум сверхзвуковой струи при больших сверхзвуковых	
скоростях	28
1.5. Дискретная составляющая в спектрах вкустического	
шума сверхзвуковых струй	43
1.6. Влияние акустических колебаний на стационарное	
течение в струе	61
1.7. Теоретическое исследование взаимодействия сверхзву-	
ковой струи с внешним акустическим полем	67
 8. Дискретные составляющие шума струи на частотах 	
вынужденных колебаний	71
Глава 2. Пульсации давления при взаимодействии струи (струй)	
с плоской преградой	84
2.1. Турбулентные пульсации давления	8 5
2.2. Пульсации давления с дискретной составляющей	106
Глава З. Пульсации донного давления	113
3.1. Пульсации донного давления за телами без струй при	
турбулентном пограничном слое перед донным срезом	115
3.2. Пульсации давления при наличии струй	120
3.3. Особенности моделирования в закрытых зонах донной	
области	132
	134
	135
4.9. Пульсация дабления на стенке выступа и перед	100
	157
4 3 Пульсании давления в зоне отрыва погранициого слоя	101
	164
4 4 Пульсении лавления за уступом или выступом	166
4.5. Пульсации давления в зонах отрыва на носовых настах	
тел	167
• ===	

ı.

4.6. Пульсации давления на носовых частях NDH каличии иглы 171 4.7. Пульсации давления при вытекании сверхзвуковой струи или системы струй во встречный поток 194 4.8. Пульсации давления в зоне отрыва потока внутри сопла 201 Глава 5. Газодинамический нагрев газа в застойных зонах 203 5.1. Газодинамический нагрев газа при заданных пульсациях 205 давления на входе в полость 5.2. Газодинамический нагрев при автоколебаниях 208 5.3. Газодинамический нагрев Прн натекании ка полость дозвуковой струн 219 5.4. Газодинамический нагрев при обтекании равномерным потоком полости со скошенным входом и с центральным телом (иглой) на входе 220 5.5. Методы снижения газодинамического нагрева 222 5.6. Некоторые примеры практического применения 223 Глава 6. Экспериментальные методы исследования обработки н данных измерений пульсаций давления 227 6.1. Стенды для получения результатов по пульсациям давления. Вопросы шумоглушения рабочей части 227 Способы снижения 6.2. акустического шума ПDН стендовых испытаниях 231 6.3. Газоструйные источники звука дискретного тона 235 237 6.4. Методика измерения пульсаций давления 257 6.5. Методы обработки измерений 264 Список литературы Предметный указатель 267

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Антонов Александр Николаевич, Купцов Виллен Михайлович, Комаров Владимир Всеволодович

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Редактор А.А. Хрусталева Художественный редактор В.В. Лебедев Переплет художника Е.Н. Волкова Технический редактор Л.В. Данилова Корректор Л.В Тарасова ИБ № 5502

Сдано в набор	19.04.89.	Подписано в печать	18.06.90.	T-01850
Формат 60×88	1/16	Бумага офсетная № 1	Печать о	фсетная
Усл.печ.л. 16	,66.	Усл.кротт. 16,66.	Учнзд.л.	16,09.
Тираж 1200 эк	3.	Заказ № 497.	Цена З р	. 50 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство "Машиностроение", 107076, Москва, Стромынский пер., 4

Отпечатано в Московской типографии № 8 Государственного комитета СССР по печати, 101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7 с оригинал-макета, изготовленного в издательстве "Машиностроение" на персональных ЭВМ по программе "Астра-Н", разработанной НИИЦЭВТ