

Р и с. 5

На рис. 5 показана зависимость $q_w(s)/q_w^0(s)$ от b в завесной зоне (q_w^0 — тепловой поток в заданном сечении в отсутствие вдува, светлые и темные значки отвечают постоянному расходу и зависимости (3.2) при различных углах атаки). Отметим, что приведенные результаты согласуются с данными для осесимметричного обтекания и позволяют оценивать тепловые потоки к конической поверхности в зоне тепловой завесы на наветренной стороне, где достигаются максимальные величины $q_w(s)$ при обтекании под различными углами атаки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Д. Гольдину за предоставление результатов расчетов невязкого пространственного обтекания.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Д. Гольдину за предоставление результатов расчетов невязкого пространственного обтекания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kumar A., Graves Jr. R. A. Viscous hypersonic flow past Eluned cones at small angles of attack // AIAA J.— 1977.— V. 15, N 8.
2. Kumar A. Low Reynolds number flow past a blunt axisymmetric body at angle of attack // AIAA J.— 1977.— V. 15, N 8.
3. Eaton R. R., Kaestner P. C. Viscous shock-layer flow in the windward planes of cones at angles of attack // AIAA J.— 1973.— V. 11, N 9.
4. Ефимов К. Н., Зинченко В. И. Численное исследование пространственного гиперзвукового тонкого вязкого ударного слоя в окрестности плоскости симметрии // Моделирование в механике.— 1987.— Т. 4, № 5.
5. Davis R. T. Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equation // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 5.
6. Sebecu T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 12.
7. Chen K. K., Tyson N. A. Extension of Emmons spot theory to flow on blunt bodies // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 5.
8. Васильевский С. А., Тирский Г. А. О некоторых способах численного решения уравнений вязкого ударного слоя // Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува.— М.: Изд-во МГУ, 1979.
9. Зинченко В. И., Пырх С. И. Расчет неравновесного вязкого ударного слоя с учетом сопряженного теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 2.
10. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
11. Feldhuhn R. H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere.— N. Y., 1976.— (Pap./AIAA; N 119).
12. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика.— М.: Машиностроение, 1975.
13. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел.— М.: Наука, 1970.— Ч. 1.
14. Харченко Р. Н. Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // ТВТ.— 1972.— № 1.

г. Томск

Поступила 26/VII 1990 г.

УДК 533.6.011.8

А. В. Савин, Е. И. Соколов, В. С. Фаворский, И. В. Шаталов

ВЛИЯНИЕ РАЗРЕЖЕННОСТИ НА ПРОЦЕСС НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ПРЕГРАДОЙ

Разрушение стационарного течения перед преградой, перпендикулярной оси сверхзвуковой недорасширенной струи, является одним из наиболее интересных физических явлений, отмеченных при изучении струйных течений. Суть его в том, что плавное квазистационарное изменение расстояния от сопла до преграды h или нерасчетности струи $n = p_a/p_\infty$ приводит к внезапному скачкообразному нарушению стационарного течения: волновая структура перед преградой начинает совершать коле-

бапия с частотой порядка нескольких килогерц (при диаметре выходного сечения сопла $d_a = 10$ мм), с такой же частотой меняется давление на преграде. В отличие от шума струи при стационарном натекании, имеющего широкополосный спектр, в окружающем пространстве возникает звуковое поле с явно выраженной дискретной спектральной компонентой.

В настоящее время существует несколько гипотез о механизме поддержания автоколебаний в рассматриваемом процессе [1—4], что свидетельствует об отсутствии общепринятой теории. Неясна также сама причина резкого перехода к нестационарному взаимодействию. В данной ситуации для создания законченной теории процесса представляются полезными как работы по численному моделированию, так и эксперименты, расширяющие поле параметров, в котором явление исследовано. В частности, до настоящего времени оставалось практически неизученным влияние вязкости на процесс нестационарного взаимодействия струи с преградой. Ниже приводятся экспериментальные результаты такого исследования.

1. Эксперименты проводились в вакуумной камере объемом 10 м³ при давлении $p_\infty = 10^2$ — $0,1$ Па. Для регистрации давления использовались механические, U -образные и термпарные манометры и вакуумметры. Диапазон реализованных полных давлений составляет $10^5 \div \div 10^2$ Па, что позволило изменять число Рейнольдса Re_* от $5 \cdot 10^2$ до $5 \times \times 10^3$ при числах Маха M_a от 1 до 3,35 и $n \leq 500$. В качестве рабочего газа использовались воздух и гелий при температуре $T_0 = 293$ К. Ресивер с соплом и преграда устанавливались на трехкомпонентных координатных механизмах. Индексы 0 , $*$, a , ∞ относятся к параметрам торможения, в критическом сечении сопла, на срезе сопла и в окружающем пространстве.

Для измерения пульсаций давления на преграде применялись малогабаритные пьезокерамические датчики типа ИС-2156. Диаметр их рабочей части 1,5 мм, характерный размер изучаемой струи 25—30 мм. Резонансная частота датчика превышает 100 кГц, что дает возможность использовать его в диапазоне частот до 50 кГц. Неравномерность частотной характеристики датчика проверялась путем сравнения частотных спектров датчика и конденсаторного микрофона 4135 фирмы Брюль и Кьер. Расхождение в показаниях не превышало 3 дБ в диапазоне 0—40 кГц. В экспериментах регистрировались частотные спектры, а также зависимости интегрального уровня акустического излучения и пульсаций давления на преграде при изменении взаимного положения сопла и преграды. Сигнал обрабатывался с помощью комплекта аппаратуры 22Е фирмы RFT (ГДР).

Сигналы от пьезокерамического датчика подавались на предусилитель, а затем на масштабирующий измерительный усилитель с варьируемым коэффициентом усиления. Низкочастотные электрические помехи отфильтровывались ограничивающим фильтром низких частот. Частотная характеристика цепи датчик — предусилитель — масштабирующий усилитель — фильтр была равномерной с точностью +3 дБ в диапазоне частот 0,15—20 кГц. Уровень сигнала на выходе фильтра контролировался показывающим прибором, с выхода которого сигнал подавался на анализатор спектра последовательного типа с частотным диапазоном от 0,02 до 20 кГц.

Для регистрации акустического излучения во внешнем поле в условиях разрежения применялся электродинамический микрофон МД-52Б с частотным диапазоном от 0,1 до 20 кГц. Частота акустического излучения и пульсаций давления на преграде измерялась с помощью частотомера ЧЗ-33. Визуализация газодинамической структуры проводилась тлеющим разрядом. Регистрация параметров осуществлялась в процессе перемещения сопла относительно преграды.

2. Проанализируем характерные особенности нестационарного течения при конечном фиксированном Re_* . На рис. 1 представлены зависимости уровня шума в акустическом поле (кривая 1), уровня пульсаций давления на периферии и в центре преграды (кривые 2 и 3) для режима $M_a = 2$, $n = 13$, параметр разреженности $Re_L = Re_* (p_0/p_\infty)^{-0,5} = 240$, $\gamma = 1,4$, $d_a = 5,2$ мм. Значения h , а также расстояния от оси струи в

плоскости преграды z отнесены к комплексу $d_a M_a \sqrt{\gamma n}$, что позволяет обобщить данные для плотных струй [2]; $\Delta L = 20 \lg (\langle p \rangle / p_{\text{п}}) - L_{\text{ш}}$ ($\langle p \rangle$ — среднеквадратичное значение пульсаций давления на преграде, $p_{\text{п}} = 2 \cdot 10^{-5}$ Па — звуковое давление порога слышимости, $L_{\text{ш}}$ — уровень широкополосных фоновых шумов). При увеличении h отмечаются три участка повышенного на 20–30 дБ уровня пульсаций с четко выраженными границами, что дает возможность ввести понятие первого, второго и третьего нестационарных режимов. Характер зависимости уровня пульсаций давления от h для первого и второго режимов аналогичен зависимости уровня шума в звуковом поле. Переход от второго режима к третьему происходит скачкообразно и сопровождается уменьшением пульсаций в центре преграды на 15–20 дБ. На периферии преграды уровни пульсаций на втором и третьем режимах близки.

Распределения уровня пульсаций давления по преграде для того же режима представлены на рис. 2 (кривые 1–12 для $h = 0,67; 0,72; 0,85; 0,94; 1,12; 1,23; 1,3; 1,43; 1,46; 1,65; 1,74; 2,24$). До начала первого режима при $h < h_{\text{ин}}$ (рис. 2, а) на преграде имеется кольцевая зона повышенного (на 2–4 дБ) уровня пульсаций давления, по-видимому, соответствующая области максимального приближения слоя смещения к преграде. При возникновении первого и второго режимов уровень пульсаций резко возрастает, причем на периферии он остается на 8 дБ выше, чем в центре преграды (кривые 1–8). При переходе к третьему режиму характер распределения меняется (рис. 2, в). В центре преграды уровень пульсаций давления близок к нулю, а на периферии выше на 22 дБ и близок к уровню пульсаций на втором режиме (кривые 9–12).

Развертки во времени пульсаций давления в различных точках преграды приведены на рис. 3–5 для трех рассматриваемых нестационарных режимов при $M_a = 2$, $n = 13$, $Re_L = 240$, $\gamma = 1,4$, $d_a = 5,2$ мм и $h = 0,9; 1,34; 1,46$ соответственно. Расстояния z от оси составляли 4,8; $\pm 3,8$; $\pm 2,9$; $\pm 1,9$; 1,0; 0. Для первого и второго режимов давление в центре изменяется регулярно со значительной амплитудой (рис. 3, 4). В пределах зоны постоянного уровня пульсаций фаза во всех точках преграды одинакова. После прохождения максимума (рис. 2) на сигнал накладываются дополнительные составляющие, постепенно изменяющие его форму, а затем и фазу на 180° . В симметричных относительно оси точках преграды давления совпадают по фазе, что подтверждает вывод о симметричном продольном характере колебаний на режимах I и II. Наличие дополнительной составляющей сигнала можно объяснить возмущениями, возникающими в слое смещения за тройной точкой и сносимыми радиальным потоком вдоль преграды.

Для третьего режима (рис. 5) амплитуда пульсаций в центре мала, а частота равна удвоенной частоте звука во внешнем поле. В первой же точке измерений при $z \neq 0$ частота снова равна частоте внешнего звука, а амплитуда на порядок возрастает по сравнению с центром. При увеличении z в пределах режима фаза этого сигнала медленно изменяется. При этом в симметричных точках пульсации сдвинуты по фазе на 180° (рис. 5, кривые 1 и 2). По-видимому, на данном режиме элементы газодинамической структуры совершают круговые колебания, аналогичные зафиксированным в [5], а акустическое излучение имеет спиралевидный характер.

Регистрация частотных спектров акустического излучения микрофоном, установленным в барокамере, показала, что на нестационарных режимах в спектре присутствует одна дискретная составляющая, на 30–45 дБ превышающая уровень широкополосных шумов и ясно ощущаемая на слух при подключении выхода усилителя к динамику, причем плавное перемещение преграды приводит к внезапному появлению звука. Этот факт в сочетании с изложенными выше свидетельствует о тождественности наблюдаемых процессов в барокамере изученным ранее в атмосферных условиях, когда Re_* на три порядка выше. Частота акустического излучения совпадает с частотой пульсаций давления на преграде, что согла-

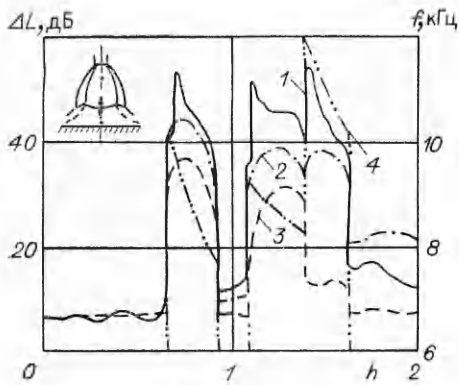


Рис. 1

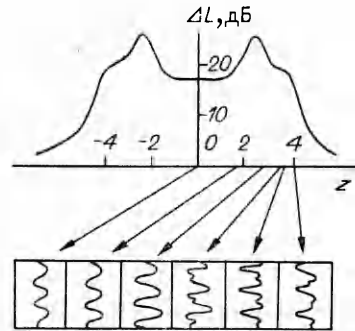


Рис. 3

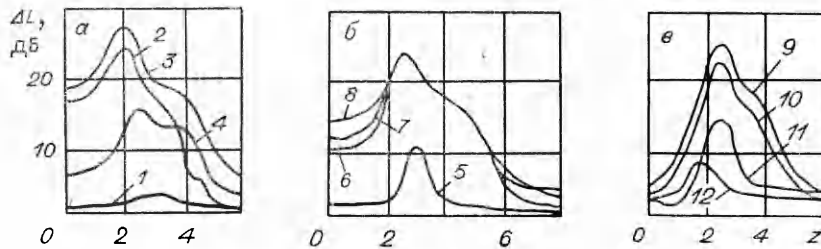


Рис. 2

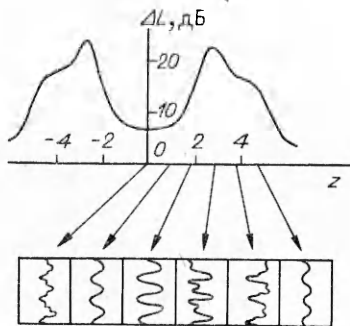


Рис. 4

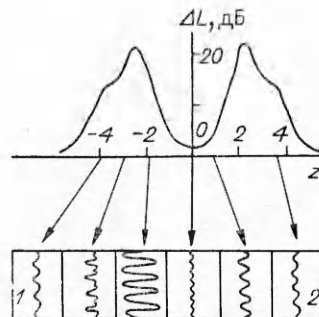


Рис. 5

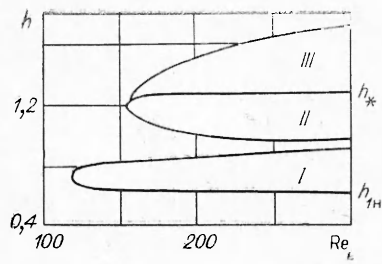
суется с выводами [2]. Зависимость частоты колебаний f от h представлена на рис. 1 кривой 4. При увеличении h частота на всех трех режимах уменьшается.

3. При исследовании влияния разреженности на процесс нестационарного взаимодействия Re_L струи изменялось за счет пропорционального регулирования давлений p_0 и p_∞ . Последнее устанавливалось напуском в барокамеру соответствующего газа.

Существование явно выраженных границ нестационарных режимов, фиксируемых применяемой аппаратурой, позволяет получить количественную оценку влияния Re_L на течение. Эксперименты показали, в частности, что частота колебаний на всех трех режимах не зависит от Re_L . Это дает возможность, используя параметры подобия [2] и учитывая автомодельность продольных и поперечных размеров ударного слоя между центральным скачком и преградой от комплекса $d_a \sqrt{v n}$, обобщить с погрешностью не хуже 20 % измерения частоты процесса в виде линейной зависимости

$$(3.1) \quad a_0/fd_a = K_1 \Delta/d_a + K_2 \sqrt{v n}.$$

Здесь a_0 — скорость звука в точке торможения; Δ — средний по времени отход центрального скачка от преграды; коэффициенты K приведены в 6 ПМТФ № 6, 1991 г.



Р и с. 6

ответственно I—III. Значения h_{1H} и h_* , отвечающие началу первого режима и моменту перехода к взаимодействию второй «бочки» струи с преградой, рассчитаны по формулам [7]. При больших Re_L границы режимов практически не зависят от этого параметра и подчиняются эмпирическим зависимостям [7]. С уменьшением Re_L ниже $Re_L = 300$ вместе со снижением уровня амплитуды пульсаций давления сокращаются диапазоны расстояний h существования каждого из трех режимов. Дальнейшее уменьшение Re_L приводит к последовательному исчезновению сначала третьего, затем второго и, наконец, первого режимов. Для $Ma = 1$ с уменьшением Re_L сначала исчезает первый режим, затем второй, а третий режим не зафиксирован.

Полученные результаты свидетельствуют, что наличие нестационарных режимов определенным образом связано с существованием ударно-волновой структуры струи и ее трансформацией при изменении Re_L . Так, при $Re_L < 100$, что соответствует «размыванию» волновой структуры первой «бочки» [8], нестационарные режимы не наблюдались при всех исследованных значениях параметров. При натекании недорасширенной разреженной струи с $Ma > 1$ на преграду при $Re_L < 120$ возможен переход от структуры с центральным скачком (схема на рис. 1) к так называемой X-образной конфигурации, что приводит к возникновению в приосевой области перед преградой сверхзвукового течения и второй ударной волны. В результате реализуется режим взаимодействия с невозмущенной первой «бочкой» [9]. Переход к X-образной конфигурации сопровождается исчезновением второго нестационарного режима. Третий режим при таких условиях взаимодействия отсутствует.

Полученные данные показывают, что возникновение нестационарных режимов возможно только в том случае, когда Re_L превосходит некоторое минимальное Re_L^0 . Значения Re_L^0 для всех трех режимов в зависимости от Ma представлены в табл. 2.

Снижение Re_L^0 при увеличении Ma для первого режима согласуется с результатами [2], где установлено, что амплитуда пульсаций с увеличением Ma возрастает. Исчезновение второго и третьего режимов связано с уменьшением диаметра центрального скачка уплотнения и сокращением поперечных размеров ударного слоя при переходе к X-образной конфигурации ударных волн [9].

Возрастание нерасчетности, вызывающее пропорциональное увеличение как продольных, так и поперечных размеров ударно-волновой

табл. 1. При их вычислении, кроме результатов настоящей работы (около 40 измерений), использовались данные [2, 6], что охватывает диапазон параметров: $Ma = 1-3$, $n = 2-200$, $Re_* = 10^6-5 \cdot 10^3$ и $\gamma = 1,25-1,67$.

На рис. 6 приведены определенные экспериментально границы существования нестационарных режимов для $Ma = 2,12$, $n = 110$, $\gamma = 1,4$, $d_a = 1,23$ мм. Области существования режимов обозначены соот-

Т а б л и ц а 1

Номер режима	K_1	K_2
II	1,9	0,1
III	0,75	1,0

Т а б л и ц а 2

Номер режима	Re_L^0		
	Ma		
	1	2	3
I	220	128	110
II	130	150	155
III	—	160	180

структуры, приводит в соответствии с зависимостью (3.1) к снижению частоты пульсаций и вплоть до $n = 500$ практически не влияет на Re_L^0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Мёрч К. Теория струйного генератора Гартмана // Механика: Сб. пер. — М., 1965. — № 2.
2. Семилетенко Б. Г., Собколов Б. Н., Усков В. Н. Приближенный расчет амплитудно-частотных характеристик неустойчивого взаимодействия сверхзвуковой струи с нормально расположенной плоской преградой // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1975. — № 13, вып. 3.
3. Глазнев В. Н., Демин В. С. Полуэмпирическая теория генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду // ПМТФ. — 1975. — № 6.
4. Дулов В. Г. Математическая модель колебательного цикла при нестационарном взаимодействии струи с преградой // ПМТФ. — 1978. — № 6.
5. Набережнова Г. В., Нестеров Ю. Н. Неустойчивое взаимодействие расширяющейся сверхзвуковой струи с преградой // Тр. ЦАГИ. — 1976. — Вып. 1765.
6. Солотчин А. В. О неустойчивости сверхзвуковой недорасширенной струи, натекающей на преграду // Газодинамика и акустика струйных течений. — Новосибирск: Наука, 1976.
7. Соколов Е. И., Усков В. Н. Взаимодействие сверхзвуковой осесимметричной струи с преградой и встречным сверхзвуковым потоком // Струйные и отрывные течения / Под ред. Г. Г. Черного, А. И. Зубкова, М. М. Гилинского. — М.: Изд-во МГУ, 1986.
8. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ. — 1973. — № 2.
9. Соколов Е. И., Шаталов И. В. Параметры подобия течения при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с перпендикулярной плоской преградой // Динамика неоднородных и сжимаемых сред. — Л.: Изд-во ЛГУ. — 1984.

г. Ленинград

Поступила 22/1 1990 г.,
в окончательном варианте — 12/VI 1990 г.

УДК 532.517

С. Р. Богданов

ЗАМЫКАНИЕ УРАВНЕНИЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ КАК ПРОБЛЕМА АНАЛИТИЧЕСКИХ И СКЕЙЛИНГОВЫХ СВОЙСТВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Предлагается спектральный метод замыкания уравнений развитой сдвиговой турбулентности, основанный на гипотезах о масштабной инвариантности длинноволновых пульсаций поля скорости и факторизации зависимостей спектральных функций от модуля волнового вектора k и его ориентации. Предполагается также, что свойствам аналитичности по аргументу k обладают не отдельные компоненты спектральных тензоров, а универсальные скалярные функции, возникающие при параметризации. Показано, что в рамках этих допущений структура турбулентности локально описывается лишь небольшим числом определяющих (секулярных) параметров-полей, для которых выведена относительно простая система квазилинейных дифференциальных уравнений. В отличие от известных полуэмпирических моделей набор секулярных величин включает помимо интегрального масштаба, средней скорости диссипации энергии и тензора рейнольдсовых напряжений также и «быструю» часть тензора корреляций давления — скорость деформации или, что эквивалентно, вторые ориентационные моменты спектральной функции F_{ij} .

В [1] показано, что структура развитой изотропной турбулентности за решеткой в длинноволновом диапазоне может быть описана полями лишь двух секулярных величин — средней скорости диссипации энергии $\langle \varepsilon \rangle$ и корреляционного радиуса (интегральным масштабом) r_c .

Возможность такого сокращенного описания тесно связана с представлением о турбулентном потоке как критической системе. Основанием для аналогии служат при этом подобие крупномасштабных возмущений поля скорости и существование степенного (с показателем β) участка спектра в инерционном интервале. Роль атомарных масштабов длины и времени играют диссипативные (колмогоровские) масштабы $r_d =$