

УДК 533.697.011.55

© 1996 г. А.А. МАСЛОВ, С.Г. МИРОНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПОЛУЗАМКНУТОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Экспериментально исследованы автоколебательные режимы обтекания полузамкнутой цилиндрической полости с косым срезом переднего торца гиперзвуковым потоком ($M_\infty = 21$) при числе Рейнольдса, вычисленном по максимальному размеру входного отверстия, $Re = 8,5 \cdot 10^3$ и $2,5 \cdot 10^4$. Получены зависимости интенсивности пульсаций давления в полости от частоты пульсаций и угла взаимодействия потока с плоскостью входного отверстия. Результаты измерений проанализированы в рамках существующих моделей возникновения колебаний. Электронно-пучковым методом измерены распределения осредненной и пульсационной составляющей плотности во внешнем потоке, получены амплитудные, фазовые характеристики пульсаций и показана их связь с пульсациями давления в полости.

Возникновение нестационарных (автоколебательных) режимов обтекания полостей гиперзвуковыми потоками приводит к интенсивным пульсациям давления и существенному повышению температуры в полости [1–4]. Одной из возможных конфигураций является полость с косым срезом переднего торца, в которой возбуждаются интенсивные колебания при помещении ее в однородный поток [2, 3]. Колебания в подобной полости устойчиво возбуждаются в широком диапазоне чисел Маха от дозвуковых до сверхзвуковых режимов. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные о характеристиках пульсаций в полостях с косым срезом получены для чисел Маха $M < 3,5$ и достаточно высоких чисел Рейнольдса, рассчитанных по максимальному размеру входного отверстия ($Re \geq 10^4$). Результаты исследований как характеристик пульсаций в полости, так и параметров внешнего течения при обтекании подобных тел гиперзвуковым потоком низкой плотности отсутствуют.

В настоящее время существует две физические модели для описания процесса возникновения пульсаций в полостях со скошенным торцевым срезом. Первая из них предложена в [3] и предполагает доминирующую роль развития неустойчивости сдвигового слоя в отрывном течении на носике торцевого среза полости. Вторая модель основана на эффекте существования области роста полного напора от расхода для канала с неравномерным профилем скорости на входе [5]. В обзорной работе [1] имеется ряд ссылок на теоретические и экспериментальные исследования, в которых развитие колебаний также связывается с наличием дефекта скорости на входе в канал. Наибольшие расхождения в предсказании характеристик пульсаций по упомянутым выше моделям ожидаются в области высоких чисел Маха и низких чисел Рейнольдса.

1. Эксперименты выполнены в гиперзвуковой аэродинамической азотной трубе Т-327 ИТПМ СО РАН [6]. Труба имеет графитовый подогреватель газа, позволяющий получать температуры торможения до 2000 К. Диапазон реализуемых в потоке чисел Маха $M_\infty = 16$ –24. Разгон потока азота осуществляется в коническом охлаждаемом сопле с полууглом раскрытия 9° и диаметром выходного сечения 0,22 м. Рабочая секция трубы выполнена в виде камеры Эйфеля. Установка имеет ударный запуск, выхлоп газа осуществляется в

вакуумную емкость. В экспериментах параметры торможения поддерживались постоянными и составляли: $P_0 = 8$ МПа; $T_0 = 1100$ К.

В экспериментах использованы две косо срезанные цилиндрические полузамкнутые полости (косо срезанные резонаторы) с внутренним диаметром $d = 5$ и 14 мм, толщиной стенки медной трубки 1 мм, углом наклона среза переднего торца $\theta = 21^\circ$ относительно оси полости. С целью регулирования частоты колебаний по трубке перемещался герметичный поршень со встроенным в него датчиком пульсаций давления типа ЛХ-601 (резонатор большого диаметра) и Ц4301 (резонатор меньшего диаметра). Сигнал датчика служил для измерения интенсивности пульсаций давления в полости трубки и для создания опорного сигнала при получении спектральных характеристик пульсаций плотности внешнего потока. До и после эксперимента датчики калибровались на пистонфоне ПП101. С помощью координатного устройства в процессе эксперимента изменялся угол взаимодействия среза трубки с потоком по углам тангажа и рысканья. Резонатор малого диаметра имел систему водяного охлаждения, резонатор большого диаметра был неохлаждаемый.

Аэродинамическая труба оснащена электронной пушкой ЭОСС-1 с трехступенчатой системой вакуумной откачки, позволяющей вводить в поток пучок быстрых электронов диаметром 1 мм, энергией 12 кэВ и током до 1 мА. Электронный пучок использовался для визуализации картины течения, измерения распределения средней плотности и пульсаций плотности вблизи обтекаемого тела. При этом использовалась система регистрации электронно-пучковой флюоресценции азота, описанная в [7]. Плотность определялась по интенсивности свечения короткоживущих электронных состояний нейтральных и ионизированных молекул азота ($C^3P_U, B^2\Sigma_U^+$), регистрируемой в спектральном диапазоне 360 – 500 нм. Область наблюдения флюоресценции составляла 6 мм в поперечном к оси пучка направлении и 2 мм в продольном. Плотность измерялась в точках плоскости, проходящей через ось трубки и большую ось эллипса среза переднего торца трубки. При этом направление диагностического пучка совпадало с нормалью к этой плоскости.

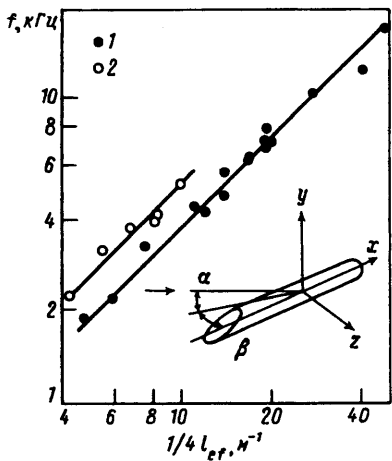
Количественные измерения плотности методом электронного пучка возможны в двух случаях: когда набегающий поток и исследуемая структура слабо возмущают диагностический пучок и имеет место линейная связь плотности и интенсивности флюоресценции и когда изучаемая структура двумерна и имеет масштаб вдоль пучка, близкий к масштабу ядра потока. В последнем случае в определенных пределах распределение плотности восстанавливается с помощью градуировочной зависимости.

Градуировочная зависимость получена измерениями в свободном гиперзвуковом потоке при вариации давления торможения в диапазоне 4 – 16 МПа. Плотность в точке наблюдения вычислялась по изэнтропическим соотношениям. Градуировочная зависимость оказалась близкой к линейной. Отклонение от линейности не превышало 20% для значений плотности, вдвое больших плотности набегающего потока для условий эксперимента. Это объясняется достаточной протяженностью области наблюдения в поперечном пучку направлении, которая компенсирует уширение пучка при прохождении его через поток. Оценка возмущения диагностического пучка изучаемой структурой производилась по изменению тока на диафрагмированный коллектор электронов, установленный вне потока. Уширение пучка скачками плотности от обтекаемого тела не превышало 10% от уширения, связанного с прохождением электронами набегающего потока. Отсюда следует возможность рассмотрения взаимодействия диагностического пучка с потоком и течением около резонатора как взаимодействие уширенного пучка только с изучаемой структурой. При этом сама структура слабо возмущает диагностический пучок и имеет место линейная связь между отклонениями интенсивности свечения газа и плотности от их значений в набегающем потоке. Это позволяет измерять относительные значения средней плотности $\langle \rho \rangle = \rho_*/\rho_\infty$ и пульсаций плотности $\rho' = \rho'_*/\rho_\infty$ в потоке вблизи тела резонатора (индекс "*" относится к размерным значениям ρ).

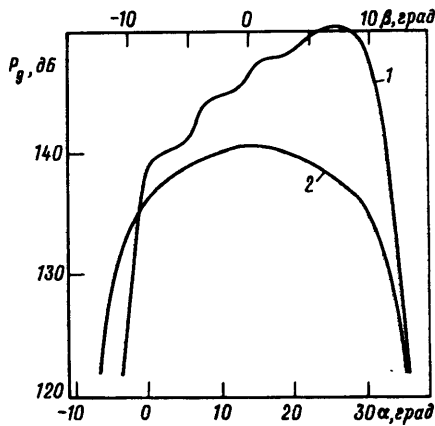
2. Измерения показали, что зависимость частоты колебаний f , возбуждаемых в полости резонаторов обоих типов, от глубины полости хорошо описывается соотношением [3]

$$f = a/4l_{ef}, \quad l_{ef} = l + 0,4d + 0,5d \operatorname{ctg} \theta$$

Здесь a – скорость звука в полости трубки, l – глубина полости от заднего торца до



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Схема декартовых и угловых координат относительно полости. Зависимости частоты колебаний f от эффективной глубины резонатора l_{ef} : 1 – внутренний диаметр полости $d = 5$ мм, 2 – $d = 14$ мм

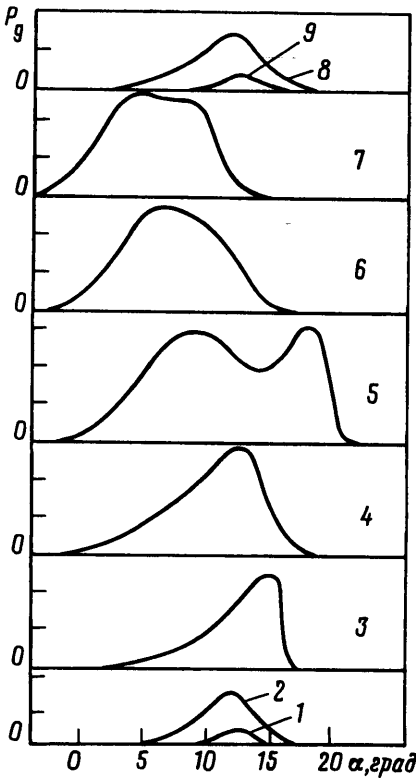
Фиг. 2. Зависимости интенсивности пульсаций давления P_g в полости с $d = 14$ мм от угла тангажа α (кривая 1) и рысканья β (кривая 2)

края отверстия (фиг. 1), l_{ef} – эффективная глубина резонатора. Зависимость 1 на фиг. 1 получена для резонатора меньшего диаметра, зависимость 2 – для резонатора большего диаметра. Расхождение зависимостей 1 и 2 указывает на то, что в охлаждаемом резонаторе реализуется более низкая температура газа и, следовательно, более низкая скорость звука. Оценки температуры по скорости звука дают значения соответственно 420 и 720 К.

Интенсивность колебаний давления в полости резонаторов достигает величины 150 дБ, что близко к значению полного напора потока и существенно зависит от угла взаимодействия с гиперзвуковым потоком. На фиг. 2 приведены результаты измерений интенсивности первой гармоники пульсаций давления P_g внутри полости с $d = 14$ мм для частоты колебаний $f = 2,2$ кГц при изменении угла тангажа α и нулевом угле рысканья β (кривая 1) и изменении угла рысканья и нулевом угле тангажа (кривая 2). Угол тангажа отсчитывается относительно направления потока в плоскости, проходящей через ось трубки и большую ось эллипса среза трубки, угол рысканья – в плоскости, перпендикулярной ей (фиг. 1). За положительное направление отсчета угла α принято вращение, приводящее плоскость отверстия на наветренную сторону.

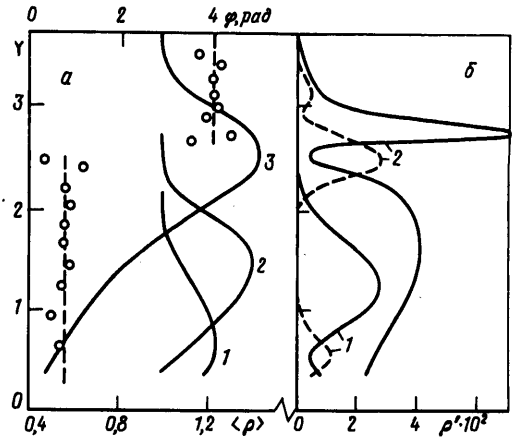
На фиг. 2 видна симметрия зависимости $P_g(\beta)$ и значительное возрастание уровня пульсаций при увеличении положительного угла α . Это находится в противоречии с данными, полученными в [3] для низких чисел Маха и более высоких чисел Рейнольдса. В [3] интенсивность колебаний возрастает при переходе к отрицательным углам тангажа, т.е. при переходе плоскости отверстия на подветренную сторону, что авторы объясняют возникновением отрыва на носике и развитием неустойчивости сдвигового слоя. С целью исключения влияния различия в конструкции резонаторов в данной работе и работе [3] были выполнены угловые измерения интенсивности пульсаций для резонатора $d = 5$ мм, установленного в дозвуковой поток при $M_\infty = 0,8$. При этом характерное число Рейнольдса отверстия $Re = 3 \cdot 10^5$. Как и в [3], в этих условиях максимум пульсаций давления лежал в области отрицательных углов α ($\alpha = -15 \dots -20^\circ$, $P_g \approx 190$ дБ).

Для резонатора с $d = 5$ мм на фиг. 3 в линейных произвольных единицах приведены зависимости интенсивности первой гармоники пульсаций давления P_g от угла тангажа



Фиг. 3

Фиг. 3. Зависимости интенсивности пульсаций давления P_g в полости с $d = 5$ мм от угла тангажа α для ряда частот колебаний f : 1 – 1,7 (кГц); 2 – 2,2; 3 – 3; 4 – 4,8; 5 – 5,6; 6 – 6,5; 7 – 10,3; 8 – 12,7; 9 – 17,4 кГц



Фиг. 4

Фиг. 4. Распределения средних и пульсационных течений плотности: а – во внешнем течении (ρ) (Y) около полости с $d = 5$ мм для трех расстояний $X = x/d$ от носика резонатора: 1 – 4,5; 2 – 7,6; 3 – 11,0. Точки – значения фазы φ пульсаций плотности в сечении $X = 11,0$; б – распределения пульсаций плотности ρ' (Y) во внешнем течении в двух сечениях X : 1 – 4,4; 2 – 11,0. Сплошные кривые – первая гармоника, штриховые – вторая гармоника

для ряда частот пульсаций f . Угол рысканья равен нулю, наибольшая амплитуда пульсаций на фиг. 3 соответствует 147 дБ. Из графиков видно, что с изменением частоты пульсаций изменяется как максимальное значение амплитуды, так и угловая диаграмма. Однако максимум пульсаций везде лежит в области положительных α . Изменение угловых зависимостей амплитуды пульсаций пока не получило удовлетворительного объяснения.

Анализ результатов настоящей работы и данных [3] в рамках модели [5] показывает, что между ними нет противоречия. Согласно [5], при высоких числах Рейнольдса и малых числах Маха достаточное для возбуждения колебаний искажение профиля скорости на входе в полузакруглую полость может быть получено организацией отрывного течения, возникающего при отрицательных углах тангажа α . При нулевых и положительных углах α выступающий носик среза торца не обеспечивает достаточную степень деформации профиля скорости, так как пограничный слой тонок.

Иная ситуация возникает в гиперзвуковом потоке низкой плотности. Здесь имеет место сильное взаимодействие ударной волны с пограничным слоем на носике среза торца. Пограничный слой занимает всю область от поверхности до ударной волны (параметр $\chi = M_\infty^3 \sqrt{\text{Re}} \approx 80$), в потоке на входе имеется сильно деформированный

профиль скорости. Учет поперечного распределения плотности приводит к еще большей неоднородности профиля полного напора на входе. Это вызывает наблюдаемые в эксперименте интенсивные колебания в области положительных значений углов тангажа.

3. В настоящее время для моделирования волновых процессов в сверхзвуковых течениях все шире используются искусственные возмущения [8]. С целью изучения возможности использования косо срезанного резонатора для создания искусственных возмущений в гиперзвуковом пограничном слое были выполнены измерения поля пульсаций плотности в потоке вблизи тела резонатора.

На фиг. 4,а приведены распределения средней плотности $\langle \rho \rangle$ в потоке вблизи обтекаемого тела для трех расстояний $X = x/d$ от носика резонатора. Измерения выполнены для полости $d = 5$ мм и $\alpha, \beta = 0$. Координата $Y = y/d$ отсчитывается от внешней поверхности трубки. Наблюдаемое на фигуре "размытие" скачка плотности в ударной волне обусловлено уширением пучка набегающим потоком и наличием свечения азота под действием вторичных электронов вдоль оптической оси системы регистрации.

Получено, что распределения средней плотности зависят от углов взаимодействия полости с потоком, но не зависят от интенсивности пульсаций. На фиг. 4,б приведены распределения пульсаций плотности ρ' для двух расстояний X от носика резонатора. Сплошными кривыми приведены распределения первой гармоники, штриховыми – второй гармоники. Амплитуды гармоник находились по значениям взаимного спектра пульсаций плотности в потоке и давления в полости трубки на частоте гармоник. Это позволило устранить влияние на измерения случайных пульсаций давления и плотности, широкополосного шума, связанного с дискретной природой фототока электронного умножителя системы регистрации флюоресценции азота. Из графиков на фиг. 4 видно, что максимумы пульсаций первой гармоники приходятся на склоны распределения средней плотности, а максимумы второй гармоники – на вершину распределения. Данные измерения фазы пульсаций плотности относительно сигнала датчика пульсаций давления (точки на фиг. 4,а) для сечения $x/d = 11,0$ показывают, что фаза пульсаций меняется на 180° после прохождения максимума распределения средней плотности.

Объяснение поведения зависимостей для гармоник и фазы колебаний может быть получено в предположении, что наблюдаемые пульсации обусловлены колебаниями поля средней плотности синхронными с пульсациями давления в резонаторе. Принимая во внимание малую относительную величину пульсаций, значения ρ' можно представить в виде

$$\rho' = \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \langle \rho \rangle}{\partial y^2} \Delta y^2 + \dots$$

Полагая $\Delta y = b \sin \omega t$, где b – амплитуда колебаний по координате Y , получаем

$$\rho'(t) = b \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \sin \omega t + \frac{b^2}{4} \frac{\partial^2 \langle \rho \rangle}{\partial y^2} \cos 2\omega t + \dots \quad (3.1)$$

Отсюда интенсивность первой гармоники будет пропорциональна первой производной от средней плотности по Y , которая максимальна на более крутом внешнем склоне зависимости $\langle \rho \rangle(Y)$. Изменение знака первой производной при переходе через максимум приводит к скачку фазы в максимуме средней плотности. Вблизи максимума и при выходе распределения на значение в набегающем потоке первая производная обращается в нуль, а вторая и более высокие возрастают, порождая максимумы соответствующих гармоник (фиг. 4, б). Используя экспериментальные значения ρ' и $\langle \rho \rangle$ в области максимума ρ' можно оценить значение b на режиме автоколебаний. Оценки для первого члена в (3.1) дают малые величины колебаний положения ударной

волны: $b = 0,1$ мм при $P_g = 140$ дБ и $b = 0,3$ мм при $P_g = 150$ дБ, что соответствует данным о независимости распределений $\langle \rho \rangle(Y)$ от интенсивности пульсаций в полости резонатора. Сопоставление амплитуд пульсаций давления для первой гармоники в полости трубки с максимальными значениями первой гармоники пульсаций плотности показало линейную связь между ними во всем диапазоне достигнутых интенсивностей, что обусловлено относительно небольшими абсолютными уровнями пульсаций давления в полости резонатора ($< 0,5$ КПа).

Авторы выражают благодарность Б.А. Сапогову и Ю.А. Сафронову за помощь при проведении экспериментов.

Данная работа выполнена при поддержке Фонда Сороса, грант № RC 9000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дулов В.Г., Максимов В.П. Термоакустика газоструйных резонаторов // Моделирование в механике. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1988. Т. 1(18). № 6. С. 62–70.
2. Елисеев Ю.Б., Черкез А.Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 3. С. 8–18.
3. Елисеев Ю.Б., Черкез А.Я. Экспериментальное исследование аномального аэродинамического нагрева тел с глубокой полостью // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 1. С. 113–119.
4. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 271 с.
5. Демин В.С., Гапонов С.А. Условия возникновения автоколебаний в трубе при натекании на ее вход потока газа // ПМТФ. 1994. № 6. С. 31–39.
6. Друкер И.Г., Жак В.Д., Сапогов Б.А., Сафронов Ю.А. Характеристики гиперзвуковой азотной трубы ИТПМ СО АН // Вопросы газовой динамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. № 5. С. 294–295.
7. Maslov A.A., Mironov S.G., Safronov Yu.A. Application of electron-beam fluorescence to measure velocities in hypersonic wind tunnels // Intern. Conf. on Methods Aerophys. Res., Novosibirsk, 1992. Novosibirsk: ITAM SB RAS, 1992. P. 112–115.
8. Kosinov A.D., Maslov A.A., Semionov N.V. Method of controlled disturbances generation for experimental investigation of supersonic boundary layer receptivity // Intern. Conf. on Methods Aerophys. Res., Novosibirsk, 1994. Novosibirsk: ITAM SB RAS, 1994. P. 138–144.

Новосибирск

Поступила в редакцию
19.VI.1995