УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЦАГИ

Том VII 1976 № 6

УДК 626.76.015.3.024.8

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ЛОБОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ КОНУСА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ИЗ НЕГО СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ ГАЗА НАВСТРЕЧУ СВЕРХЗВУКОВОМУ ПОТОКУ

Е. П. Столяров

Приведены результаты экспериментального исследования пульсаций давления на поверхности конуса при истечении из него навстречу сверхзвуковому потоку одной центральной или трех периферийных сверхзвуковых струй газа. Скорость набегающего потока соответствовала числу $M_\infty = 4$. Число M_j на срезе сопла было равно 2 и 4 для модели с центральной струей и 2,5 — для модели с периферийными струями. Относительное давление в струях $\Pi = p_{0j}/p_0'$ изменялось в пределах от 4 до 600 для модели с центральной струей и от 10 до 300 для модели с периферийными струями.

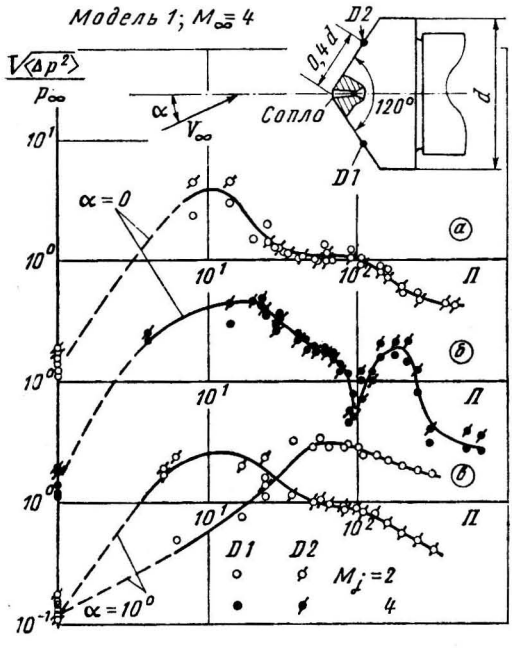
Установлено, что в диапазоне частот до 4000 Гц спектры пульсаций давления на поверхности конуса являются сплошными широкополосными. Максимальные среднеквадратичные уровни пульсаций давления имеют место на переходных режимах, соответствующих внезапному перестраиванию структуры течения около тела. Уровни пульсаций могут быть существенно снижены путем соответствующего выбора параметров и расположения струй относительно тела.

Проблема взаимодействия струй с набегающим потоком является одной из традиционных и наиболее сложных проблем газовой динамики. Теоретический анализ таких течений, в большинстве своем трехмерных и нестационарных, содержащих области дозвуковых и сверхзвуковых скоростей, возвратно-циркуляционных токов и слои смешения, значительно затруднен. Важное место в решении практических задач и в выявлении основных закономерностей струйных течений занимают экспериментальные исследования.

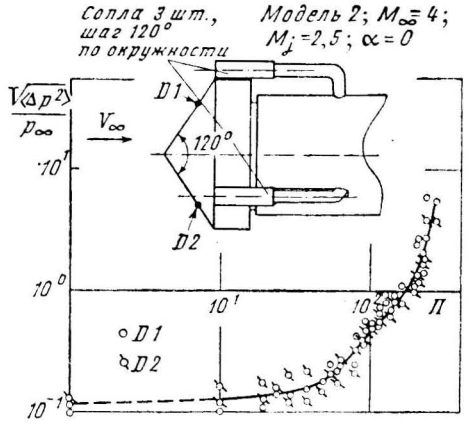
1. Одним из возможных способов торможения или изменения сопротивления летательного аппарата является выдув одной или нескольких струй навстречу набегающему потоку. В рассматриваемом случае на аппарат действуют, кроме реактивной силы струй, дополнительные силы, обусловленные взаимодействием струй с внешним потоком и с поверхностью аппарата [1—5]. Изучение физической картины течения при вдуве сильно недорасширенной одиночной сверхзвуковой струи из центральной точки осесимметричного затуплен-

ного тела навстречу сверхзвуковому потоку [2, 3] позволило выявить ряд особенностей обтекания тела и обрисовать в общих чертах схему течения. В частности, было установлено, что изменение параметра $\Pi = p_{0j}/p'_0$, где p_{0j} — полное давление в струе и p'_0 — полное давление за прямым скачком 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 [3], заметным изменением суммарных аэродинамических характеристик [5] и значительными пульсациями всей возмущенной области перед телом. Аналогичные явления, связанные со скачкообразной перестройкой структуры течения, наблюдались при обтекании сверхзвуковым потоком газа цилиндра с иглой [6] и при обтекании трансзвуковым потоком осесимметричного тела с угловой точкой [7]. Другой причиной возникновения пульсаций давления является нестационарное положение скачков уплотнения при их взаимодействии с пограничными слоями и слоями смешения. В этом случае неустойчивость носит локальный характер, а максимальные величины пульсаций реализуются в окрестностях линий отрыва и присоединения потока. Пульсационные нагрузки могут в ряде случаев оказаться решающими при выборе компоновки аппарата.

2. В настоящей работе исследованы спектральные характеристики и суммарные среднеквадратичные уровни пульсаций давления на поверхности конуса с углом при вершине 120° при выдуве из него навстречу набегающему сверхзвуковому потоку одной центральной или трех периферийных струй (фиг. 1 и 2). Измерения проводились в диапазоне частот 20—4000 Гц, соответствующих числам Струхаля $\mathrm{Sh} = \frac{fd}{V_\infty} = 0{,}0015 \div 0{,}31$; скорость потока соответствовала числу $M_\infty = 4$. Углы атаки моделей составляли ноль и $\pm 10°$. Числа Рейнольдса, подсчитанные по диаметру модели d и



Фиг. 1



Фиг. 2

параметрам набегающего потока, изменялись в диапазоне от $0{,}4 \cdot 10^6$ до $2{,}2 \cdot 10^6$. Отношение полного давления в струе к полному давлению за прямым скачком в набегающем потоке изменялось приблизительно от 4 до 600 для модели с центральной струей и от 10 до 300 для модели с тремя периферийными струями. Число M_j на выходе из сопла равнялось 2 и 4 для модели с центральной струей и 2,5 для модели с периферийными струями. Относительный диаметр критического сечения всех сопл был одинаков и составлял $d^*/d = 0{,}02$. Пульсации давления на лобовой поверхности конуса измерялись в двух точках приемниками типа ДМИ с усилительной аппаратурой 8 АНЧ-20. Приемные отверстия датчиков располагались в вертикальной плоскости модели симметрично относительно ее продольной оси на расстоянии $0{,}4\ d$ от вершины конуса. Пульсации давления регистрировались на двухканальном магнитофоне „Яуза"-10. Одновременно с помощью квадрирующего вольтметра измерялась среднеквадратичная величина пульсаций давления

$$\sqrt{\langle \Delta p^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T [p(t) - \langle p \rangle]^2\, dt},$$

где

$$\langle p \rangle = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)\, dt.$$

Обработка магнитных записей с целью получения спектральных характеристик пульсаций проводилась на анализаторе спектра звуковых частот С5-3. Дополнительно суммарные среднеквадратичные уровни пульсаций были получены путем обработки магнитных записей на анализаторе фирмы Брюль и Къер. Для установления связи между результатами измерения пульсаций давления и характером обтекания тела проводилась скоростная киносъемка картины течения через теневой прибор кинокамерой „Цайт-лупа Пентазет-35" со скоростью 500 кадров в секунду. Кроме того, на некоторых режимах фотографировалась картина течения прямотеневым методом с использованием импульсного источника света.

3. Суммарный среднеквадратичный уровень пульсаций давления на поверхности конуса в исследованной полосе частот при отсутствии струй имел минимальное значение и в условиях опыта был равен около $0{,}1\ p_\infty$ (см. фиг. 1 и 2). В этом случае пульсации давления обусловлены в основном шумом пограничного слоя модели и неоднородностями набегающего потока.

Выдув струи при симметричном расположении модели в потоке ($\alpha = 0$) приводит к сравнительно быстрому нарастанию пульсаций давления на модели с центральной струей (см. фиг. 1 *а*, *б*). Анализ визуальной картины течения показывает, что при малых значениях параметра $\Pi = p_{0j}/p_0'$ 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 во времени. По-видимому, максимальные пульсации давления приходятся на возмущенную область и к месту установки приемников давления приходят ослабленными. По мере роста давления в струе внешний поток оттесняется от модели, область

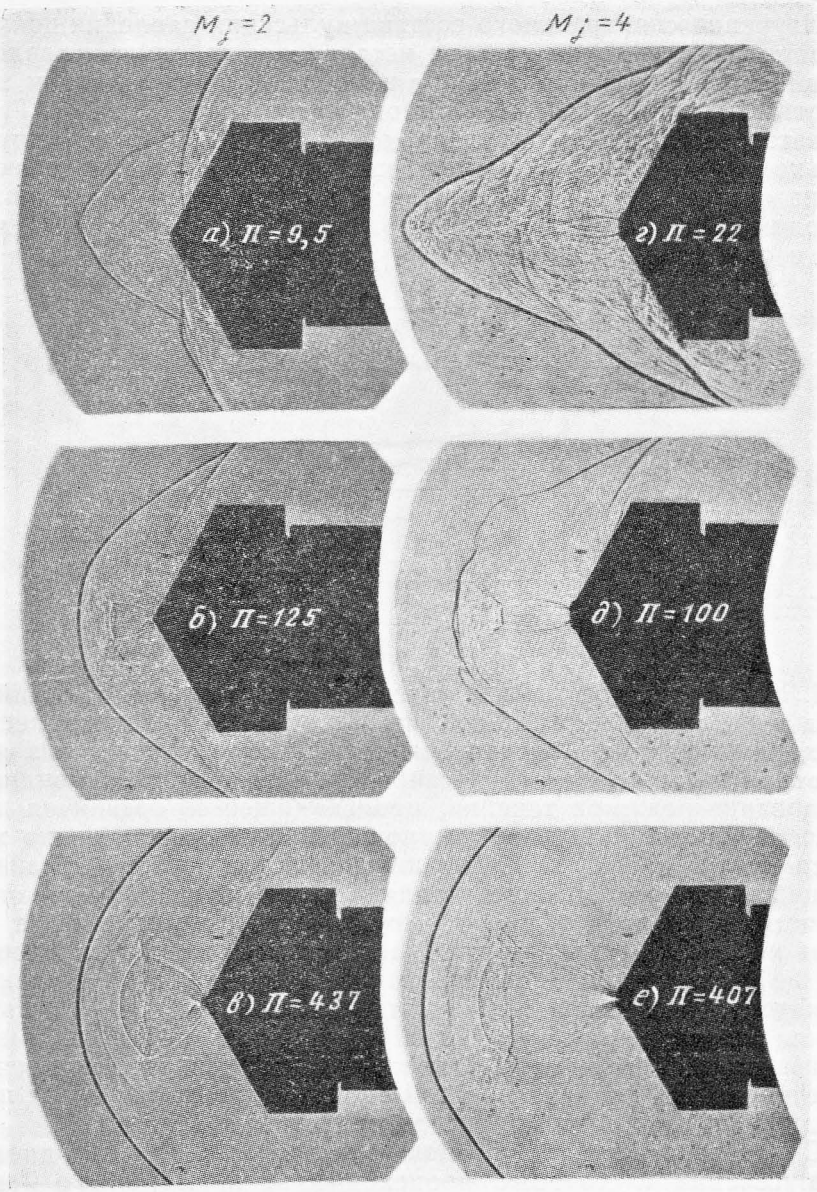
возмущенного течения вытягивается вперед и одновременно захватывает все большую часть поверхности конуса. Уровень пульсаций нарастает и достигает максимального значения около $5 \cdot p_\infty$ при $\Pi \approx 12$ для центрального сопла с $M_j = 2$ (см. фиг. 1, *а*) и при $\Pi \approx 20$ для сопла с $M_j = 4$ (см. фиг. 1, *б*). В рассматриваемом диапазоне значений параметра Π возмущенная область характеризуется хаотическим пространственным изменением внешней границы и неустойчивостью струйного течения, что можно отметить и по теневым фотографиям поля потока, полученным на соответствующих режимах в различные моменты времени. Струя в течение некоторого времени сохраняет периодическую структуру. При одинаковых величинах параметра Π глубина проникновения струи во внешний поток для сопла с $M_j = 4$ заметно больше, чем для сопла с $M_j = 2$, и головной скачок отодвигается от модели на расстояние до двух ее диаметров, принимая почти коническую форму. В некоторый случайный момент времени картина течения внезапно изменяется. Продольный размер возмущенной 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. Это свидетельствует о том, что среднее давление у кромки сопла на режиме с однобочечной структурой струи меньше соответствующего давления при периодической структуре. Через некоторое время картина течения в струе вновь меняется на периодическую, и явление повторяется. Как показали визуальные наблюдения, существует некоторый диапазон относительных давлений Π (зависящий от числа M_j на срезе 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, когда средние времена существования каждого режима примерно одинаковы. На левой границе диапазона (при меньших относительных давлениях) преобладает режим с периодической структурой струи, на правой — с однобочечной структурой. В проведенных опытах максимальная средняя частота чередования режимов достигала нескольких десятков герц.

Устойчивая картина течения с одной „бочкой" в струе и замыкающим скачком уплотнения для сопла с $M_j = 2$ устанавливается при значении параметра $\Pi \approx 40$. Головной скачок уплотнения принимает гладкую симметричную форму и приближается к поверхности модели, а уровень пульсаций снижается примерно в пять раз по сравнению с максимальным. Таким образом, область переходного течения от периодической структуры в струе к однобочечной в рассматриваемом случае соответствует значениям параметра $\Pi \approx 10 \div 40$. Дальнейшее увеличение параметра Π сопровождается изменением формы головного скачка, границ струи и медленным снижением суммарного среднеквадратичного уровня пульсаций давления (см. фиг. 1). По-видимому, нет оснований предполагать о существовании каких-либо новых особенностей в обтекании тела при $\Pi \to \infty$, так как форма тела все меньше сказывается на картине течения, а обтекание тела со струей приближается к обтеканию сверхзвукового источника сверхзвуковым потоком газа.

Для сопла с $M_j = 4$ течение с однобочечной структурой струи устанавливается при значениях параметра $\Pi \gtrsim 70$. В диапазоне значений Π от 70 до 110 обтекание конуса почти полностью стабилизируется и характеризуется лишь слабыми возмущениями головного скачка уплотнения. Уровни пульсаций давления падают примерно в 5—8 раз по сравнению с максимальными (см. фиг. 1, *б*). Дальнейшее увеличение давления в струе сопровождается повторным увеличением уровней пульсаций, которые достигают максимальных значений при $\Pi \approx 160 \div 180$. Судя по результатам оптических исследований, второй максимум пульсаций соответствует условиям, при которых граница смешения струи с набегающим потоком достигает внешней кромки конуса, о чем свидетельствуют, например, образующиеся у кромки скачки уплотнения. Наиболее заметные пульсации течения, сопровождаемые несимметричными деформациями поверхности разрыва, визуально наблюдаются в области расположения головного скачка уплотнения и замыкающего скачка в струе. Глубина проникновения струи во внешний поток изменяется со временем незначительно. Максимальные среднеквадратичные уровни пульсаций давления в 2—2,5 раза ниже соответствующих уровней первого максимума. При $\Pi \gtrsim 300$ течение окончательно стабилизируется, а уровни пульсаций уменьшаются. В качестве иллюстрации на фиг. 3 приведены фотографии, полученные прямотеневым методом на некоторых характерных режимах обтекания конуса.

Изменение угла атаки конуса не отражается заметно на характере зависимости суммарных среднеквадратичных уровней пульсаций давления от отношения давлений Π. Максимальные уровни пульсаций не возрастают по сравнению с нулевым углом атаки, а максимум сдвигается на меньшие значения Π для подветренной стороны конуса и на бóльшие — для наветренной. Так, при $M_j = 2$ и $\alpha = 10°$ максимальный уровень пульсаций на подветренной стороне достигается при $\Pi \approx 8 \div 10$, а на наветренной — при $\Pi \approx 50 \div 60$ (см. фиг. 1, *в*). Среднеквадратичные уровни пульсаций на наветренной стороне конуса при $\Pi > 60$ примерно в три раза превышают соответствующие значения на подветренной стороне. Наблюдаемое различие обусловлено, по-видимому, взаимодействием внутреннего скачка уплотнения на наветренной поверхности с границей слоя смешения в области встречи отклоненной струи с поверхностью тела. В отличие от $\alpha = 0$, при $\alpha = 10°$ характер зависимостей уровней пульсаций от Π для сопла с $M_j = 4$ такой же, как и для сопла с $M_j = 2$.

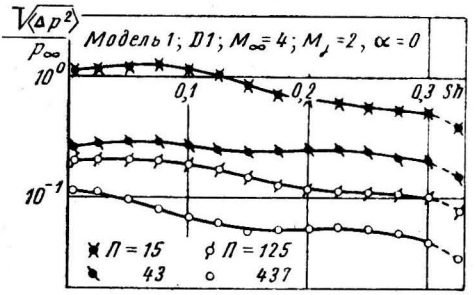
Влияние расположения выдуваемых струй относительно тела на величину пульсаций давления иллюстрируется фиг. 2, где представлена зависимость суммарного среднеквадратичного уровня пульсаций от относительного давления в струях Π для модели 2 с тремя перефирийными струями при нулевом угле атаки. В исследованном диапазоне значений Π уровень пульсационного компонента давления монотонно возрастает с увеличением Π. При малых относительных давлениях области возмущений локализованы вблизи сопл на периферии модели. По мере возрастания давления в струях области возмущений расширяются. Головной скачок уплотнения сильно деформируется в окрестности каждой из выдуваемых струй. Центральная часть головного скачка сохраняется почти



Фиг. 3

прямой и лишь несколько отодвигается навстречу потоку при увеличении П. Часть потока, проходящая через этот скачок, оказывает, по-видимому, стабилизирующее действие, приводя к уменьшению уровня пульсаций по сравнению с одиночной центральной струей. В данных опытах не удалось достичь таких значений параметра П, при которых все струи смыкаются с образованием общей области струйных и циркуляционных течений и общего головного скачка уплотнения. Как показали более поздние опыты, максимальные уровни пульсаций давления достигаются в рассматриваемом случае также на переходных режимах, соответствующих перестраиванию возмущенной области течения.

Изучение спектрального состава пульсаций давления показало, что спектры пульсаций во всех исследованных случаях являются сплошными, широкополосными, с некоторым преобладанием низкочастотных компонентов. В диапазоне частот от 20 до 4000 Гц, что соответствует числам Струхаля от 0,0015 до 0,3 не обнаружено сколько-нибудь заметных дискретных тонов. В качестве иллюстрации на фиг. 4 приведены некоторые спектры пульсаций давления на модели 1 с $M_j = 2$ при $\alpha = 0$ и различных относительных давлениях в струях.



Фиг. 4

4. Как отмечалось выше, максимальные уровни пульсаций давления в исследованной полосе частот до 4000 Гц имеют место на переходных режимах. Основным механизмом возбуждения низкочастотной части спектра пульсаций следует считать, по-видимому, чередование режимов течения, происходящее со сравнительно небольшой частотой. Однако установить достаточно надежно характер спектра в диапазоне самых низких частот с помощью анализирующей аппаратуры не представлялось возможным из-за ограниченности снизу полосы пропускаемых частот, а также из-за искажения полезного сигнала в этой части спектра внешними помехами. Тем не менее некоторое представление о характере спектра в рассматриваемом диапазоне может быть получено по результатам киносъемки картины обтекания на переходных режимах с помощью анализа длительностей существования различных режимов течения. Ниже проводится статистический анализ длительностей на примере одной из реализаций процесса, полученных в опытах.

Скоростная киносъемка показала, что переход от одного режима течения к другому происходит за время, много меньшее времени существования каждого режима. Это позволило применить следующую схему для оценки характера спектральной плотности в диапазоне самых низких частот. Исходная реализация процесса записывалась в виде суммы

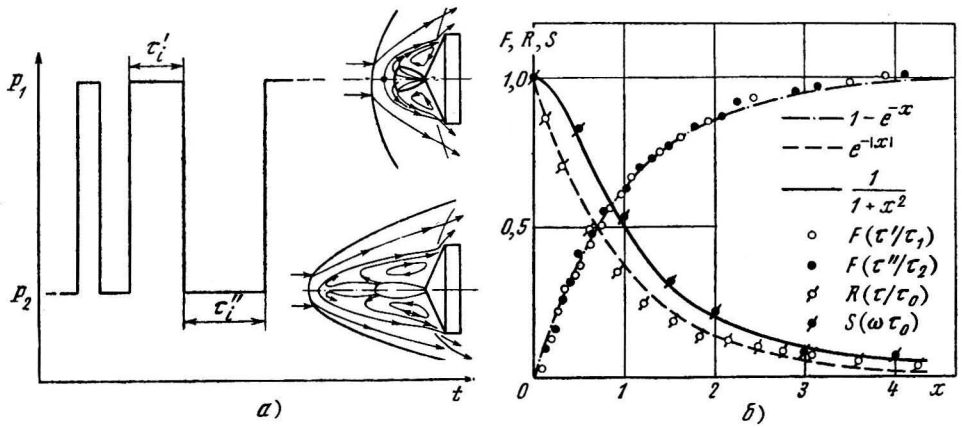
$$Y(t) = p(t) + \xi(t),$$

где $p(t)$ — „медленно“ изменяющаяся функция времени, а $\xi(t)$ — „быстро“ изменяющаяся функция времени с нулевым средним

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{\tau_i} \int_0^{\tau_i} \xi(t)\, dt = 0.$$

Здесь τ_i — время существования определенного режима течения.

Функция $p(t)$ в первом приближении может быть представлена в виде ступенчатой функции (фиг. 5, *а*), причем высота ступеньки равна модулю разности величин давления, соответствующих разным режимам течения. Статистический анализ длительностей τ_i' и τ_i'', проведенный с использованием принципа максимального правдоподобия (см., например, [8]), показал, что наиболее вероятным



Фиг. 5

распределением длительностей является экспоненциальное с плотностью вероятности

$$w_1(\tau) = \frac{1}{\tau_1} e^{-\frac{\tau}{\tau_1}}, \quad w_2(\tau) = \frac{1}{\tau_2} e^{-\frac{\tau}{\tau_2}}$$

и параметрами распределения

$$\tau_1 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \tau_i', \quad \tau_2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \tau_i''.$$

Об этом свидетельствуют результаты сравнения интегральных функций распределения с рассчитанной (фиг. 5, *б*). Аналогичной функцией распределения характеризуется стационарный марковский процесс (процесс без последствия в системе с двумя возможными состояниями), в котором вероятность изменения состояния зависит только от состояния системы в данный момент времени и условной вероятности перехода в другое состояние и не зависит от всей предыстории процесса. Спектральный и корреляционный анализ функции $p(t)$ может быть проведен методами математической статистики, применяемыми, например, в статистической радиотехнике при анализе импульсных случайных сигналов [9]. В рассматриваемом случае корреляционная функция и спектральная плотность мощности имеют вид

$$\rho(\tau) = \sigma^2 e^{-\left|\frac{\tau}{\tau_0}\right|}; \qquad s(\omega) = \frac{4\tau_0\sigma^2}{1+(\omega\tau_0)^2},$$

где

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \sigma^2 = \frac{\tau_0}{\tau_1 + \tau_2}(p_1 - p_2)^2.$$

Рассчитанные по экспериментальным результатам коэффициент корреляции и безразмерная спектральная плотность хорошо согласуются с расчетами по этим формулам (фиг. 5, *б*).

Таким образом, спектр пульсаций и на низких частотах не содержит какой-либо характерной частоты, отличной от нулевой, а характерное время τ_0 определяет ту полосу частот, в которой сосредоточена энергия низкочастотных пульсаций давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Warren C. H. E. An experimental investigation of the effect of ejecting a coolant gas at the nose of a bluff bogy. J. Fluid Mech., 1960, vol. 8, pt. 3.

2. Sutton E. P., Finley P. J. The flow of a jet from the nose of an axisymmetric body in a supersonic airstream. Archiwum Mechaniki Stosowanej, vol. 16, N 3, 1964.

3. Finley P. J. The flow of a jet from a body opposing a supersonic free stream. J. Fluid Mech., vol. 26, N 2, 1966.

4. Keyes J. W., Hefner J. Effect of forward-facing jets on aerodynamic characteristics of blunt configurations at Mach 6. J. Spacecraft and Rockets, 1967, N 4.

5. Jarvinen P. O., Adams R. H. The effects of retrorockets on the aerodynamic characteristics of conical aeroshell planetary entry vechicles. AIAA Paper, N 70-219.

6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследования нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком газа, МЖГ, 1974, № 4.

7. Robertson J. E. Unsteady pressure phenomena for basic missile shapes of transonic speeds. AIAA Preprint, N 64 – 3.

8. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, кн. 2. М., „Советское радио“, 1968.

9. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, кн. 1. М., „Советское радио“, 1966.

Рукопись поступила 17/XII 1975 г.