

УДК 532.526.013+533.6.011.5

РАЗВИТИЕ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В УДАРНОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ СЖАТИЯ

В. М. Анискин, С. Г. Миронов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты экспериментального исследования характеристик волн плотности в ударном слое при обтекании гиперзвуковым потоком азота модели с двумерной поверхностью сжатия, представляющей собой дугу окружности, и острой передней кромкой. Контролируемые периодические возмущения, развивающиеся на продольной структуре, регистрировались методом электронно-пучковой флюоресценции. Продольная структура типа двух вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, с наложенными на нее периодическими возмущениями создавалась в ударном слое газодинамическим свистком с косым срезом.

Ключевые слова: гиперзвуковое обтекание, продольные структуры, устойчивость ударного слоя.

Одним из важных направлений исследований ламинарно-турбулентного перехода является изучение развития возмущений в гиперзвуковом пограничном слое на поверхностях сжатия. Описание процессов перехода к турбулентности в этих условиях представляет собой сложную задачу, так как необходимо учитывать взаимовлияние неустойчивости Гертлера и бегущих возмущений пограничного слоя. Еще более сложной задачей является описание неустойчивости течения при больших гиперзвуковых числах Маха и умеренных числах Рейнольдса, когда пограничное течение на поверхности сжатия реализуется в виде вязкого ударного слоя. При этом на устойчивость течения оказывают влияние близость скачка уплотнения к границе вязкого пограничного слоя и существенная непараллельность поля среднего течения. В теоретических работах [1, 2] изучалось развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое на поверхностях сжатия при наличии центробежной и конвективной неустойчивости, причем задача решалась в приближении бесконечно больших чисел Рейнольдса. Условия, наиболее близкие к условиям вязкого ударного слоя, рассмотрены в [3], где численно моделировалось взаимодействие вихрей Гертлера и акустической моды неустойчивости. Однако в [3] не учитывалась близость скачка уплотнения, существенное влияние которого на устойчивость выявлено в [4, 5]. Экспериментальные исследования устойчивости течения в ударном слое на поверхностях сжатия в настоящее время отсутствуют. Можно лишь отметить работы [6, 7], в которых изучено развитие бегущих периодических возмущений на продольной структуре в ударном слое пластины. Однако следует ожидать существенных изменений процесса развития возмущений при наличии кривизны поверхности и положительного градиента давления. Представляет интерес также изучение влияния температурного фактора на устойчивость таких течений.

В настоящей работе исследованы характеристики периодических бегущих возмущений плотности в гиперзвуковом ударном слое на поверхности сжатия, представляющей

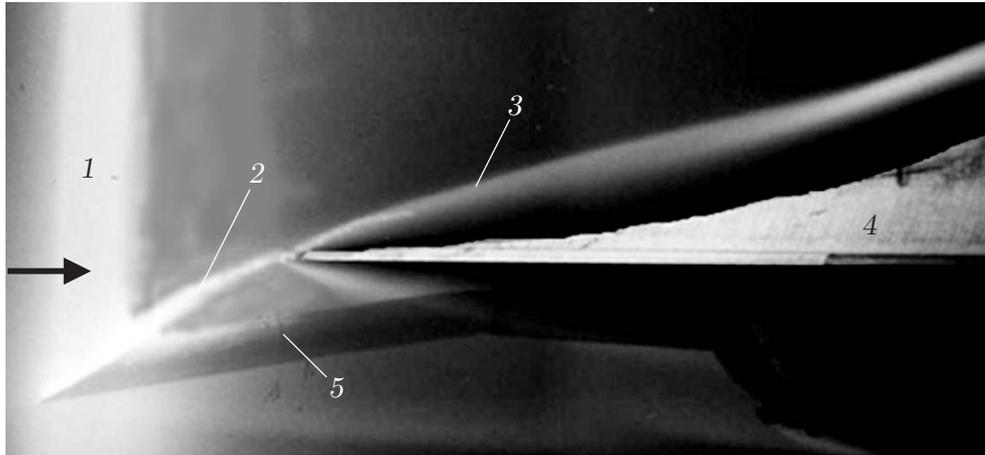


Рис. 1. Электронно-пучковая визуализация поля плотности при обтекании модели:
 1 — область электронного пучка; 2 — скачок уплотнения от свистка; 3 — ударный слой на модели; 4 — модель; 5 — свисток

собой дугу окружности, при наличии развитой продольной структуры типа пары вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, и существенном изменении температурного фактора.

1. Модель, экспериментальное оборудование и метод измерений. Модель представляла собой двумерную поверхность сжатия, очерченную по дуге окружности (ширина 0,1 м, длина 0,15 м, максимальная толщина 0,022 м) и выполненную из зачерненного алюминия. Радиус поверхности сжатия $R = 0,28$ м, длина дуги равна 0,11 м. Носовая часть модели представляла собой односторонний клин с начальным углом, равным 7° , на расстоянии 0,015 м плавно переходящий в поверхность сжатия. Притупление носика модели составляло около 0,1 мм. Максимальный угол наклона радиусной поверхности к направлению потока равен $20,5^\circ$.

Внутри модели имелись каналы для потока охлаждающей жидкости. Для контроля температуры модели использовалась встроенная медьконстантановая термопара. На плоской части модели вдоль ее продольной оси симметрии был укреплен цилиндрический газодинамический свисток (внешний диаметр 8 мм, внутренний — 6 мм) с углом среза переднего торца 20° . Ось свистка устанавливалась под углом 9° к направлению потока для получения максимальной амплитуды пульсаций давления. Модель показана на фотографии, полученной при электронно-пучковой визуализации поля плотности (рис. 1). Описание конструкции и принципа работы газодинамического свистка приведено в [8]. В полости резонатора свистка располагался пьезокерамический датчик пульсаций давления И-4301 с предельной частотой 60 кГц, сигнал которого использовался для контроля частоты и интенсивности колебаний давления в полости свистка, а также в качестве опорного сигнала.

Эксперименты проводились в гиперзвуковой аэродинамической азотной трубе Т-327А Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числе Маха $M_\infty = 21$, единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ и температуре торможения потока $T_0 = 1150$ К. Основные измерения проведены в диапазонах значений температурного фактора $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$ и $T_w/T_0 = 0,07 \div 0,085$, так как в этих случаях удавалось получить устойчивые режимы стабилизации температуры модели. Нижний диапазон значений температурного фактора достигался при использовании жидкого азота в качестве охлаждающей жидкости.

Контролируемые стационарные возмущения среднего течения в виде двух вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, с наложенными на них периодическими возмущениями варикозного типа вводились в ударный слой с носика модели с помощью газодинамического свистка по методике, описанной в [6, 7]. Спектр пульсаций давления в полости свистка содержал колебания на основной частоте и частоте гармоник. Введение в ударный слой модели развитой продольной структуры позволяет изучить развитие и взаимовлияние квазистационарных возмущений среднего течения и бегущих нестационарных волн. Для условий высокоскоростного вязкого течения, реализуемых в настоящем эксперименте, самопроизвольное возникновение вихревых структур маловероятно, поскольку длина модели была недостаточно большой. В [7] показано, что вводимые свистком искусственные бегущие возмущения распространяются по продольной структуре в виде двумерных волн, спектры которых по поперечным волновым числам имеют значительную ширину из-за конечного поперечного размера продольной структуры.

Поля средней плотности и ее пульсации измерялись с помощью электронного пучка по методике, адаптированной к двумерным моделям и подробно изложенной в [9]. Там же описана оптическая система регистрации электронно-пучковой флюоресценции азота. Сканирование поля течения производилось по трем координатам: в направлении потока (координата X), поперек ударного слоя по нормали к плоскому основанию модели (координата Y) и в трансверсальном по отношению к координате X направлении, совпадающем с направлением оси электронного пучка (координата Z). Сканирование по координате X осуществлялось перемещением модели вдоль потока относительно электронного пучка, сканирование по координате Y — параллельным смещением пучка поперек потока с помощью специальной магнитной системы, сканирование по координате Z — перемещением оптической системы регистрации вдоль электронного пучка. Сигналы оптической системы и координатных устройств во время работы аэродинамической трубы записывались на многоканальный измерительный магнитограф, а затем оцифровывались и обрабатывались в системе КАМАК — ПЭВМ.

Обработка первичных данных сводилась к вычислению взаимных амплитудных и фазовых спектров переменной составляющей интенсивности флюоресценции азота и сигнала датчика пульсаций давления в полости свистка. При этом из спектров исключались пульсации сигнала, обусловленные фоновыми возмущениями потока аэродинамической трубы. Взаимные амплитудные спектры нормировались на величину сигнала датчика пульсаций давления для исключения влияния вариаций интенсивности колебаний давления в полости свистка на результаты измерений.

По данным измерений определялись распределения в ударном слое средней плотности, амплитуды и фазы пульсаций контролируемых возмущений плотности на частотах колебаний давления в полости свистка. При этом фаза отсчитывалась от фазы колебаний давления в полости свистка. По зависимостям относительной фазы пульсаций от координаты X вычислялись значения продольной фазовой скорости для каждой частоты возмущений, вводимых в ударный слой.

2. Результаты измерений. Визуализация предельных линий тока с помощью смеси вакуумного масла и мела показала, что на поверхности модели возникает характерный рисунок, соответствующий возникновению продольной структуры, на котором видна линия стекания, аналогичная возникающей на пластине [7]. На охлаждаемой азотом модели такие измерения не проводились, но предполагалось наличие такой же структуры.

На рис. 2 приведена зависимость положения ударной волны от координаты X при обтекании модели гиперзвуковым потоком. Координата Y отсчитывается от плоской части модели. Данные получены по фотографиям обтекания модели, одна из которых приведена на рис. 1. На рис. 2 представлена также зависимость локального угла наклона скачка

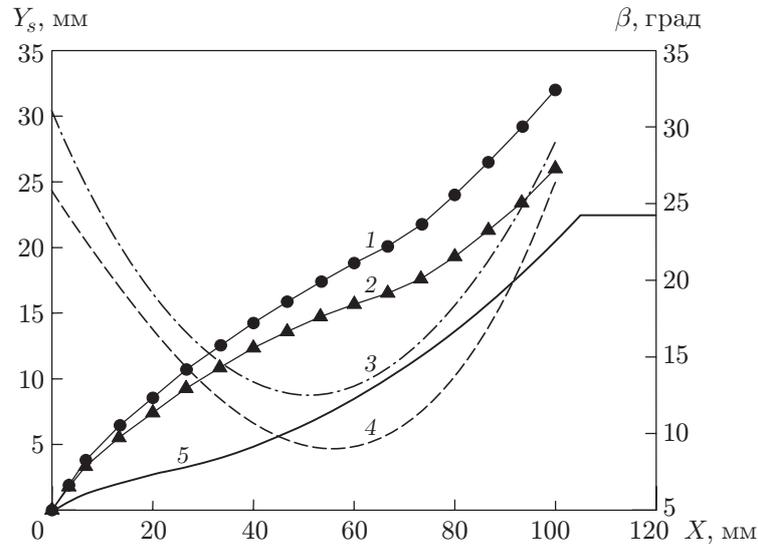


Рис. 2. Зависимости положения скачка уплотнения (1, 2) и угла наклона скачка уплотнения к направлению потока (3, 4) от координаты X :

1, 3 — $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$; 2, 4 — $T_w/T_0 = 0,07 \div 0,085$; 5 — координаты поверхности модели

уплотнения к направлению набегающего потока β от координаты X , вычисленная по зависимости $Y_s(X)$. Данные, приведенные на рис. 2–6, получены для плоскости, проходящей через продольную ось симметрии модели ($Z = 0$). Видно, что охлаждение модели приводит к уменьшению толщины ударного слоя и локальных углов наклона скачка уплотнения к направлению набегающего потока. Оценки среднего по области измерений числа Маха за скачком по соотношениям для ударной адиабаты в идеальном газе дают значение $M_e \simeq 7,5$ для “теплой” модели и $M_e \simeq 9$ для модели, охлаждаемой жидким азотом, при этом значения числа Гертлера $G = 9,0; 9,5$ соответственно.

Возможность возникновения отрыва на поверхности сжатия оценивалась по данным работы [10], в которой приведена эмпирическая зависимость минимального угла возникновения ламинарного отрыва β_i от параметра разреженности $V_\infty = M_\infty (C^* / Re_{x_\infty})^{1/2}$ для угловой конфигурации поверхности сжатия (Re_{x_∞} — локальное число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока; $C^* \simeq 0,8$ — постоянная Чепмена — Рубезина). Из зависимости $\beta_i \simeq 80(V_\infty)^{1/2}$ следует $\beta_i \simeq 21,5^\circ$, что свидетельствует о малой вероятности возникновения отрыва даже в конце дуги поверхности модели.

Разреженность потока приводит к уменьшению значения скачка плотности на ударной волне и соответственно скачка температуры. Влияние разреженности проявляется при $V_\infty > 0,1$ [11]. Кроме того, в этой области наблюдается эффект скольжения газа на поверхности. В условиях настоящей работы значение V_∞ становится меньше 0,1 на расстоянии от носика модели, приблизительно равном 0,05 м. Поэтому распределение статической температуры вдоль дуги поверхности неоднородное, а значения температуры отличаются от значений на ударной адиабате. В связи с этим “восстановление” поля средней плотности производилось в два этапа. Сначала по результатам измерений интенсивности флуоресценции и калибровочным зависимостям для температур, вычисленным по углу наклона скачка и соотношениям на ударной адиабате, рассчитывалась плотность. Затем по полученным значениям плотности и соотношениям на ударной адиабате вновь вычислялась статическая температура за скачком. Далее определялась плотность для этих значений статических температур.

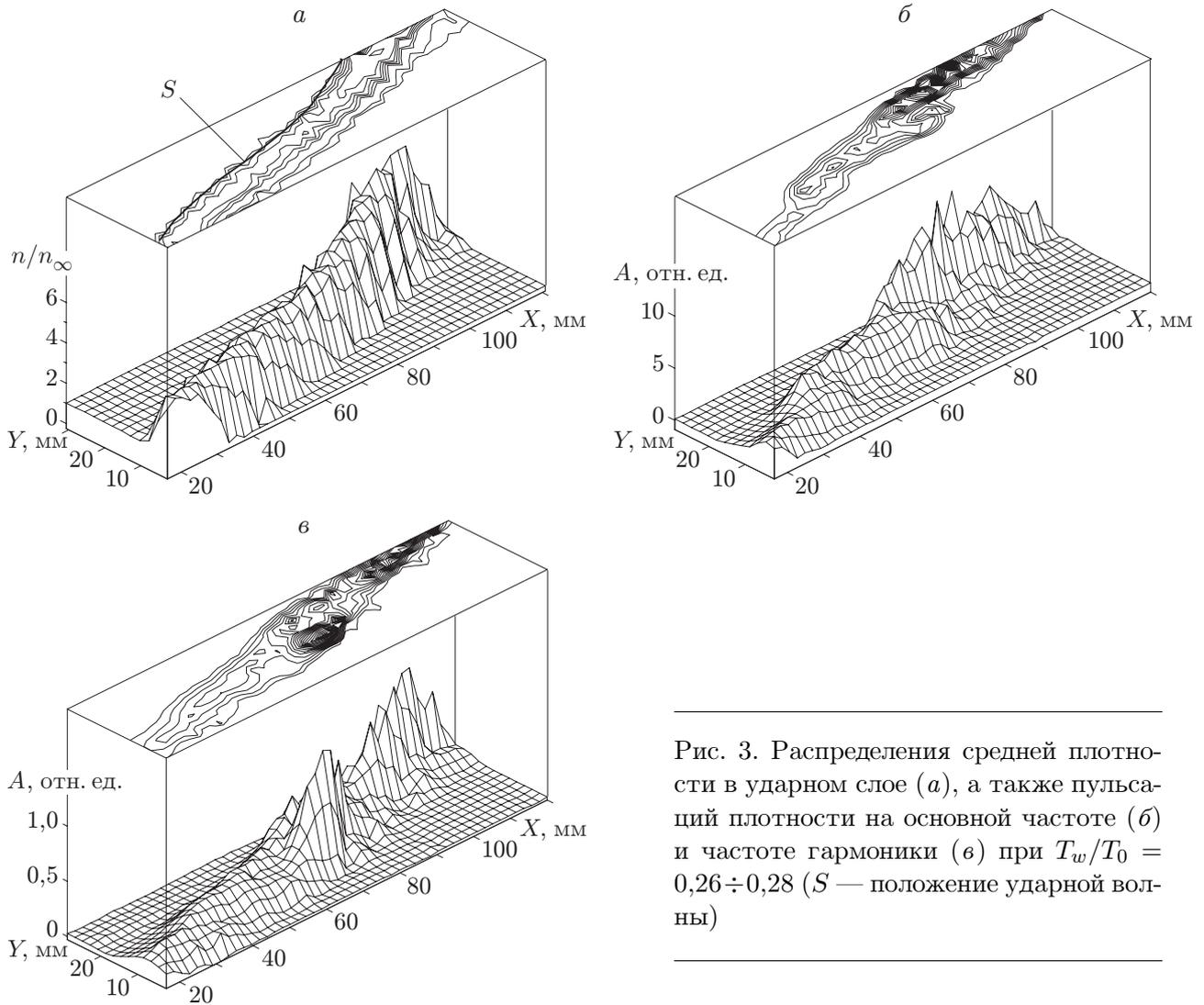


Рис. 3. Распределения средней плотности в ударном слое (а), а также пульсаций плотности на основной частоте (б) и частоте гармоники (в) при $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$ (S — положение ударной волны)

На рис. 3,а приведено типичное распределение относительной средней плотности (концентрации молекул азота) n/n_∞ , измеренное при $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$, а также положение ударной волны, полученное при визуализации течения. Видно, что линия ударной волны расположена в середине внешней области распределения средней плотности. Размытие фронта скачка плотности обусловлено конечной шириной электронного пучка.

Измерения распределений плотности в области скачка уплотнения по координате Z показали, что наличие продольной структуры приводит к уменьшению средней плотности на ее оси на участке, обращенном к модели, и ее увеличению на участке, обращенном от модели. Это соответствует выгибанию поверхности скачка в направлении от модели под действием восходящих потоков газа, создаваемых парой вихрей, вращающихся в противоположных направлениях. Ширина области деформации поля среднего течения мало меняется по длине модели и составляет около 20 мм. Такое же значение получено в [6, 7].

На рис. 3,б,в приведены распределения в ударном слое амплитуды пульсаций плотности A на основной частоте $f = 8,6$ кГц и частоте гармоники $f = 17,2$ кГц соответственно. Эти частоты соответствуют значениям безразмерного частотного параметра $F = 2\pi f / (\text{Re}_{1\infty} U_\infty) = 0,6 \cdot 10^{-4}; 1,2 \cdot 10^{-4}$ соответственно (значение $\text{Re}_{1\infty}$ определено по

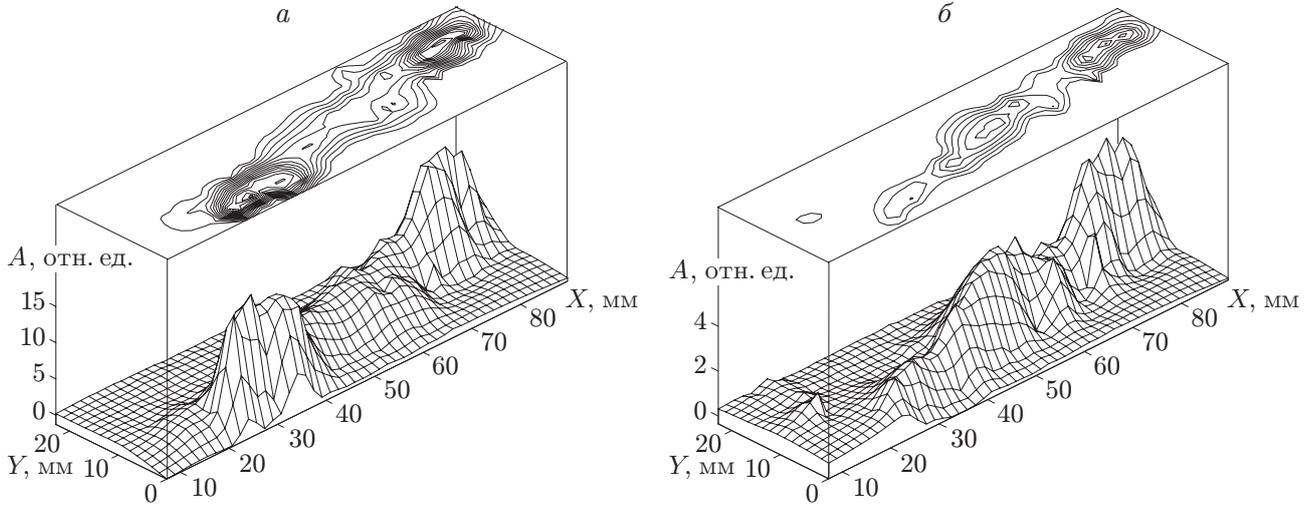


Рис. 4. Распределение пульсаций плотности на основной частоте (а) и частоте гармоники (б) при $T_w/T_0 = 0,07 \div 0,085$

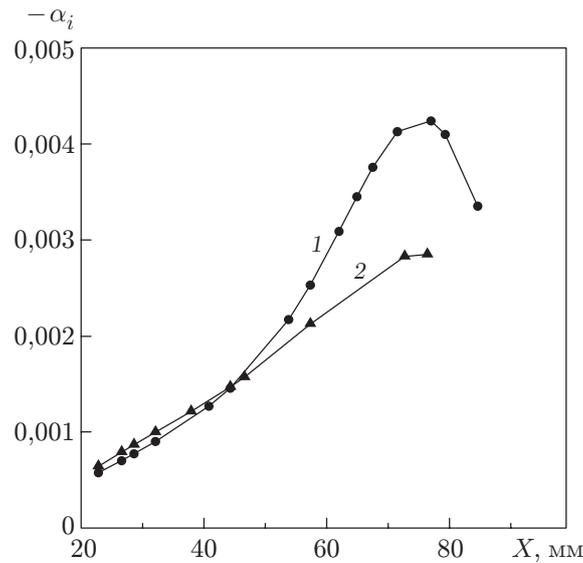


Рис. 5. Зависимость скорости роста возмущений от координаты X в ударном слое на основной частоте (1) и частоте гармоники (2) при $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$

параметрам набегающего потока). Видно, что максимумы пульсаций расположены вблизи скачка уплотнения, амплитуда пульсаций на основной частоте монотонно возрастает вдоль образующей поверхности сжатия и уменьшается при переходе на горизонтальный участок вблизи конца модели ($X > 0,105$ м). На кривой зависимости $A(x)$ на частоте гармоники имеется два участка роста: на дуге и горизонтальном участке модели.

На рис. 4, а, б приведены распределения пульсаций плотности для “холодной” модели при $F = 0,49 \cdot 10^{-4}$; $0,98 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Видно, что в отличие от “теплой” модели зависимость существенно немонотонна и изменение амплитуды происходит на меньшем участке по координате X ; распределения характеризуются двумя четкими максимумами.

На рис. 5 приведена зависимость скорости роста возмущений α_i на поверхности от координаты X . Скорость роста определялась стандартным образом для точек, располо-

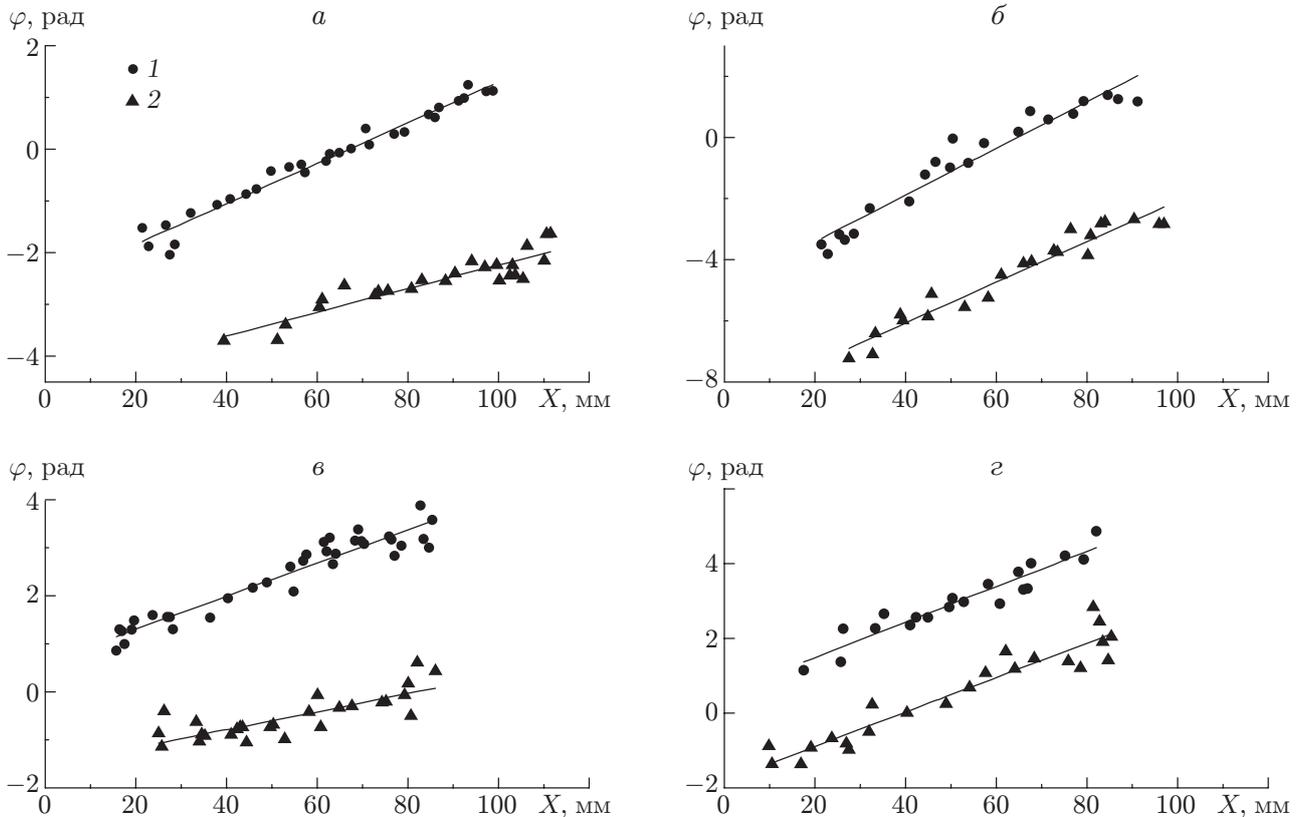


Рис. 6. Зависимость относительной фазы пульсаций плотности от координаты X при $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$ ($a, б$) и $T_w/T_0 = 0,07 \div 0,085$ ($в, г$):
 a — $F = 0,6 \cdot 10^{-4}$; $б$ — $F = 1,2 \cdot 10^{-4}$; $в$ — $F = 0,49 \cdot 10^{-4}$; $г$ — $F = 0,98 \cdot 10^{-4}$; 1, 2 — различные типы фазовой зависимости

женных в окрестности максимума распределений пульсаций на рис. 3, б, в, с учетом неоднородности распределения параметра $\sqrt{Re_{xe}}$ по длине образующей (Re_{xe} — локальное число Рейнольдса за скачком уплотнения). Необходимое для определения инкремента распределение локального числа Рейнольдса вдоль образующей вычислялось по экспериментальным значениям локального скачка плотности (использовалось максимальное значение плотности для каждого значения X) и температуре, вычисленной для соответствующего скачка плотности. Следует отметить, что скорость роста возмущений существенно зависит от продольной координаты и значение α_i значительно больше скорости роста фоновых возмущений на плоской пластине [9], хотя и не достигает значений, полученных в [6, 7] для тех же экспериментальных условий и частот на продольных структурах на плоской пластине.

Фазовые измерения показали, что в ударном слое распространяются бегущие возмущения двух типов с существенно различными значениями продольной фазовой скорости C_x . (Величина C_x обезразмерена величиной средней скорости за скачком уплотнения U_e .) Обнаружено, что для каждой частоты имеется две фазовые зависимости (точки 1, 2 на рис. 6). Зависимости построены по точкам, для которых статистическая погрешность определения фазы не превышала $0,2 \div 0,3$ рад. Статистическая погрешность фазы оценивалась по соотношению $\Delta\varphi = \sqrt{(1 - \gamma^2)/(2\gamma^2 N)}$, где γ^2 — квадрат спектра когерентности; $N = 64$ — число усреднений при вычислении амплитуды и фазы. Точки с малой статистической погрешностью находятся вблизи максимума интенсивности распределения пульсаций (см. рис. 3, 4), так как для интенсивных пульсаций $\gamma^2 \simeq 1$. Фазовый сдвиг зависимостей доста-

T_w/T_0	$F \cdot 10^4$	Номер фазовой зависимости на рис. 6	C_x
0,26 ÷ 0,28	0,6	1*	0,93 ± 0,02
		2	1,60 ± 0,14
0,26 ÷ 0,28	1,2	1*	1,09 ± 0,06
		2*	0,95 ± 0,08
0,07 ÷ 0,085	0,5	1	0,85 ± 0,045
		2	1,29 ± 0,11
	1,0	1	1,27 ± 0,11
		2	1,27 ± 0,10

* Номер фазовой зависимости для режима с дозвуковыми возмущениями.

точно близок к значению π . Аналогичный эффект получен ранее в экспериментах в следе за газодинамическим свистком [12]. Однако в [12] фазовый сдвиг был ближе к значению π , что объяснялось радиальными колебаниями следового течения и возникновением двух областей пульсаций во внешней и внутренней областях распределения средней плотности.

По линейным аппроксимациям фазовых зависимостей (прямые линии на рис. 6) вычислены продольные фазовые скорости возмущений для каждой группы точек, которые приведены в таблице. Из таблицы следует, что в ударном слое имеют место как дозвуковые возмущения, фазовая скорость которых находится в интервале $1 \pm 1/M_e$, так и сверхзвуковые, фазовая скорость которых находится вне этого интервала. Согласно линейной теории устойчивости течений сжимаемого газа [13] границы интервала разделяют области существования двумерных вихревой (дозвуковой) и акустической (сверхзвуковой) мод. Из таблицы также следует, что на модели с большими значениями температурного фактора реализуются как дозвуковые, так и сверхзвуковые возмущения, а на охлажденной модели — только сверхзвуковые. Анализ экспериментальных данных на рис. 6 показал, что дозвуковые возмущения концентрируются во внешней области распределения пульсаций, а сверхзвуковые — во внутренней области ударного слоя.

Существование двух типов возмущений на одной частоте можно объяснить распространением в температурном переходном слое со скоростью, близкой к скорости внешнего потока, возмущений вихревой моды, которые в свою очередь порождают акустические возмущения. Последние распространяются под углом к направлению течения из-за сверхзвуковой по отношению к нижележащим, более медленным слоям газа скорости движения вихревых возмущений.

Выводы. Показано, что с уменьшением температурного фактора при обтекании поверхности сжатия толщина гиперзвукового ударного слоя и углы наклона скачка уплотнения к направлению потока уменьшаются.

В ударном слое обнаружены дозвуковые и сверхзвуковые возмущения плотности, при этом установлено, что для малых значений температурного фактора имеют место только сверхзвуковые (акустические) возмущения.

При значениях температурного фактора $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,28$ на значительной части дуги сжатия наблюдается монотонный рост возмущений как для основной частоты, так и для частоты гармоник. При $T_w/T_0 = 0,07 \div 0,085$ протяженность области монотонного роста возмущений существенно меньше, при этом наблюдается два максимума пульсаций плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fu Y., Hall Ph.** Nonlinear development and secondary instability of large-amplitude Görtler vortices in hypersonic boundary layer // *Europ. J. Mech. B.* 1992. V. 11, N 4. P. 465–510.
2. **Fu Y., Hall Ph.** Effect of Görtler vortices, wall cooling and gas dissociation on the Rayleigh instability in a hypersonic boundary layer // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 247. P. 503–525.
3. **Wang C. W., Zhong X.** Nonlinear interection of Görtler and secondary shear modes in hypersonic boundary layers. N. Y., 2000. (Paper / AIAA; N 2000-0536).
4. **Petrov G. V.** Stability of a thin viscous layer on a wedge in hypersonic flow of a perfect gas // *Laminar-turbulent transition: Proc. of the 2nd IUTAM symp. on laminar-turbulent transition, Novosibirsk, 9–13 July 1984.* Berlin, Heidelberg, N. Y., Tokyo: Springer-Verlag, 1984. P. 487–493.
5. **Chang C. L., Malik M. R., Hussaini M. Y.** Effects of shock on the stability of hypersonic boundary layers. N. Y., 1990. (Paper / AIAA; N 90-1448).
6. **Миронов С. Г.** Экспериментальное исследование вихревых возмущений в гиперзвуковом ударном слое на пластине // *ПМТФ.* 1999. Т. 40, № 6. С. 41–47.
7. **Mironov S. G., Maslov A. A.** Experimental study of secondary instability in a hypersonic shock layer on a flat plate // *J. Fluid Mech.* 2000. V. 412. P. 259–277.
8. **Маслов А. А., Миронов С. Г.** Экспериментальное исследование обтекания полузамкнутой цилиндрической полости гиперзвуковым потоком низкой плотности // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1996. № 6. С. 155–160.
9. **Mironov S. G., Maslov A. A.** An experimental study of density waves in hypersonic shock layer on a flat plate // *Phys. Fluids. A.* 2000. V. 12, N 6. P. 1544–1553.
10. **Needham D. A., Stollery J. L.** Boundary layer separation in hypersonic flow. N. Y., 1966. (Paper / AIAA; N 66-455).
11. **Harbour P. J., Lewis J. H.** Preliminary measurements of the hypersonic rarefied flow field on a sharp plate using electron beam probe // *Rarefied gas dynamics.* N. Y.: Acad. Press, 1967. Suppl. 2. P. 1031–1046.
12. **Анискин В. М., Миронов С. Г.** Экспериментальное исследование волн конечной амплитуды в гиперзвуковом следе // *Теплофизика и аэромеханика.* 2001. Т. 8, № 2. С. 345–352.
13. **Mack L. M.** Boundary layer stability theory. Pasadena, Cal., 1969. (Rep. / Jet Propulsion Lab.; N 900-277).

Поступила в редакцию 30/XII 2002 г.
