

нольдса перехода, что, видимо, вызывается в первую очередь подавлением возмущений в пограничном слое магнитным полем.

Дополнительно была проведена небольшая серия экспериментов по влиянию на переход пограничного слоя поперечного магнитного поля, создаваемого двумя катушками Гельмгольца. Получено, что трансверсальное магнитное поле, приводящее к силе Лоренца, направленной от границы пограничного слоя к поверхности модели, оказывает дестабилизирующее влияние на положение перехода на пластине с выступом — число Рейнольдса перехода уменьшается. С точки зрения авторов, это происходит либо из-за возрастания неустойчивости второй моды возмущений при уменьшении толщины пограничного слоя, либо за счет увеличения относительной высоты турбулизатора h/δ , либо из-за воздействия этих двух факторов одновременно. Впрочем, так как величина B_z была лишь 0,1 Тл, то эффект воздействия трансверсального магнитного поля лишь немногим превышал погрешность измерений датчика.

Итак, в проведенных экспериментах получено, что продольное магнитное поле оказывает стабилизирующее воздействие на высокоскоростной электропроводящий пограничный слой — число Рейнольдса перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный увеличивается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Narasimha R.* Relaminarization — magnetohydrodynamic and otherwise // *Liquid-Metal Flows and Magnetohydrodyn. 3-rd Int. Semin. MHD Flows and Turbulence Ser. Negev.*, 1981. N. Y., 1983. P. 30–52.
2. *Красильников Е. Ю., Луцик В. Г., Николаенко В. С. и др.* Экспериментальное исследование пульсационных характеристик турбулентного течения проводящей жидкости в трубе в продольном магнитном поле // *Докл. АН СССР*. 1975. Т. 225. № 6. С. 1281–1283.
3. *Луцик В. Г., Якубенко А. Е.* Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет течения в продольном магнитном поле // *Магнит. гидродинамика*. 1987. № 3. С. 30–38.
4. *Генчев Ж. Д.* Влияние продольного магнитного поля на устойчивость течения плохо проводящей плазмы в бесконечной круглой идеально проводящей трубе // *Магнит. гидродинамика*. 1977. № 4. С. 3–10.
5. *Jindia R. K., Chakraborty B. B.* Hydromagnetic stability of a vortex sheet in compressible, perfectly conducting fluids // *Indian J. Pure and Appl. Math.* 1979. V. 10. № 10. P. 1236–1248.
6. *Xuequan E.* Hypersonic flow behavior in magnetohydrodynamic channel // *Лисью сюэбао. Acta mech. sin.* 1983. № 2. P. 134–143 (кит.).

Новосибирск

Поступила в редакцию
18.IV.1990

УДК 532.526.5:533.6.011.5

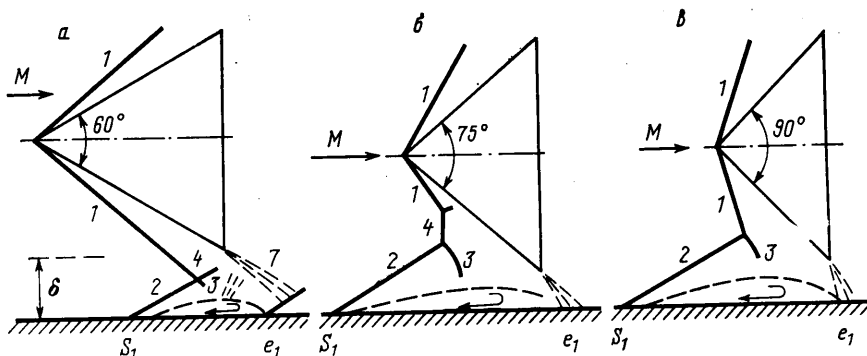
© 1991 г.

А. И. ЗУБКОВ, Б. Е. ЛЯГУШИН, Ю. А. ПАНОВ

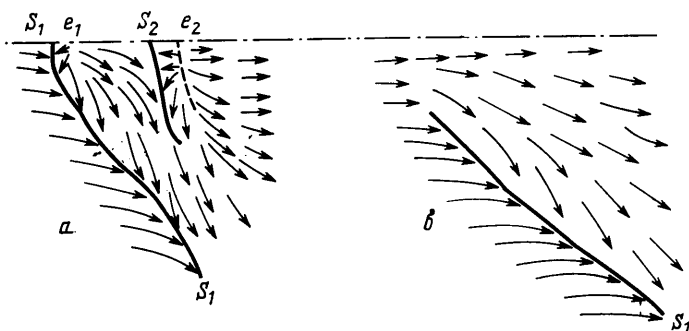
КОНУС В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Имеющиеся в литературе сведения о взаимодействии падающих скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем относятся к случаям, когда на плоской поверхности имелся тонкий пограничный слой ($\delta \approx 1-3$ мм). В настоящей работе приведены результаты исследований обтекания сверхзвуковым потоком с числом $M=3$ и давлением торможения $p_0=1,2$ МПа конусов, расположенных вблизи поверхности с толстым турбулентным слоем, который образовывался на пластине, пристыкованной к нижней кромке плоского сопла.

Толщина пограничного слоя, равная в месте падения конического скачка уплотнения $\delta=13,5$ мм, была определена по результатам измерения насадком полного давления поперек слоя. Конусы с углами $\alpha=20-90^\circ$ и диаметром основания $d=50$ и 70 мм крепились на задней державке на координатнике так, что их ось совпадала с направлением набегающего потока. За высоту конуса h над поверхностью принято расстояние его оси от поверхности пластины. Отношение h/d изменялось от 0,5 до 1,0. Пластина была дренирована вдоль лучей длиной 30 мм, исходящих с интервалом в 30° из центра, расположенного на линии симметрии на расстоянии 140 мм от переднего края пластины. Расположение конуса подбиралось



Фиг. 1

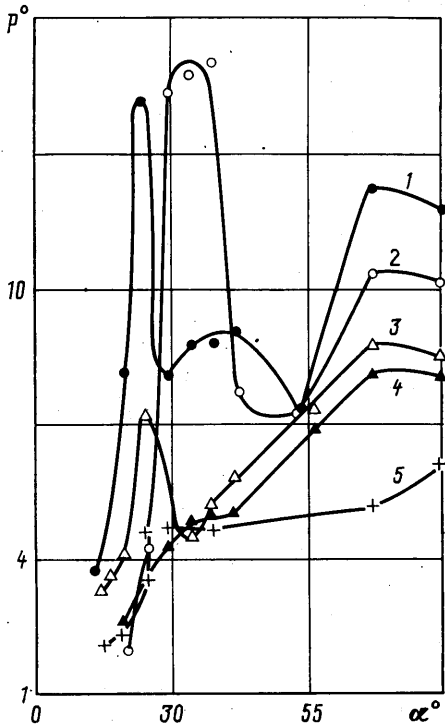


Фиг. 2

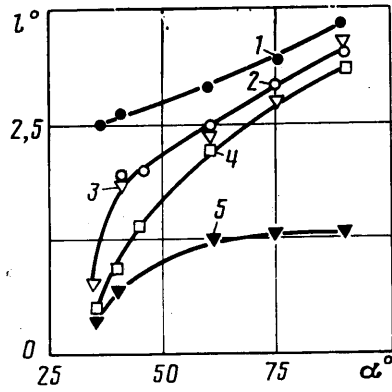
каждый раз таким образом, чтобы изменение давления от точки его увеличения до максимального значения совпадало с дренированным интервалом линии симметрии. При этом изменение толщины пограничного слоя перед линией отрыва было незначительным и во внимание не принималось. Давление измерялось датчиками ИКД. Сбор и обработка данных велась с помощью вычислительного комплекса ИВК-2. Течение вблизи поверхности пластины визуализировалось с помощью смеси масла и сажи. Обтекание моделей фотографировалось через прибор Теплера.

В дополнение к общей картине взаимодействия падающих скачков уплотнения с турбулентным слоем, описанной, например, в [1-4], было обнаружено, что в зависимости от интенсивности падающего конического скачка уплотнения при его отражении от пограничного слоя образуются четыре характерные конфигурации скачков уплотнения. Если предположить, что основной скачок и скачок, возникающий над областью отрыва пограничного слоя, плоские и интенсивность их известна, то конфигурация скачков уплотнения, возникающая в результате их пересечения, легко рассчитывается или находится графически путем анализа пересечения ударных полар-яблочковидных кривых [5]. В данном случае расчетные конфигурации совпали с видимыми в прибор Теплера. Интенсивность скачка над точкой отрыва в плоском случае определялась по зависимости, предложенной в [1].

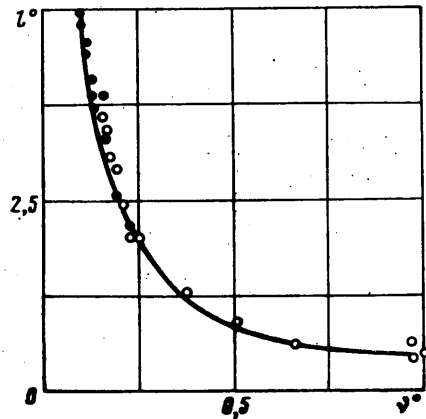
При малых углах конуса происходит отражение скачка уплотнения без отрыва пограничного слоя. При достижении интенсивности падающего скачка уплотнения (1) величины, большей критической, происходит отрыв пограничного слоя с образованием области незамкнутого пространственного отрывного течения и скачка уплотнения (2) над ней (фиг. 1, а). С увеличением интенсивности конического скачка уплотнения возникает система скачков уплотнения с двумя областями пересечения и почти прямым скачком 4 между ними (фиг. 1, б). Дальнейшее увеличение угла конуса приводит к системе скачков с одной областью пересечения скачков 1-2-3 и искривленным перед точкой пересечения скачком 1 (фиг. 1, в). Буквами S и e на фиг. 1 и в дальнейшем обозначены линии отрыва (стекания) и линии растекания. Аналогичные системы скачков уплотнения наблюдались при взаимодействии скачков уплотнения, возникающих перед наклонными цилиндрами в сверхзвуковом потоке с $M=3$, с тонким турбулентным пограничным слоем [5]. Из сопоставления данных можно сделать, в частности, вывод, что изменение толщины пограничного слоя перед отрывом на порядок не влияет на конфигурацию систем скачков уплотнения.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Структура течения в области пространственного отрывного течения зависит от конфигурации скачков уплотнения и от высоты конуса над пластиной. Если высота конуса относительно велика ($h/d > 1$), но не настолько, чтобы сказывалось в точке отражения скачка влияние волны разрежения, возникающей у основания конуса, то осуществляется отражение скачка с возникновением области незамкнутого пространственного отрывного течения с одной линией отрыва пограничного слоя и одной линией растекания, описанного в [1]. Если конус касается поверхности, то в зависимости от его угла или интенсивности конического скачка уплотнения могут образоваться две области отрывного течения. Одна — в области падения скачка, другая — у основания конуса как следствие торможения потока. При увеличении угла конуса эти две области могут прийти в соприкосновение и быть разделенными линией стекания S_2 и иметь соответственно две линии растекания e_1 и e_2 . На фиг. 2, а показана схема распределения визуализирующего состава для случая обтекания конуса с $\alpha = 30^\circ$, $h = 30$ мм и $d = 50$ мм. При больших углах конуса образуется одна область отрывного течения.

Интересная особенность в распределении маслосажевого состава наблюдается при малых углах конуса, когда интенсивность конического скачка уплотнения в плоскости симметрии недостаточна для отрыва пограничного слоя. На фиг. 2, б показана схема распределения визуализирующего состава по поверхности пластины при $\alpha = 25^\circ$, $h = 40$ мм и $d = 50$ мм. Вдоль линии симметрии отрыва пограничного слоя нет. Однако на некотором удалении от линии симметрии по обе ее стороны наблюдаются линии стекания S . Эти линии, вероятно, также являются линиями отрыва потока от пластины и служат началом образования вихревой пелены в потоке. Подобные линии обнаружены на подветренной стороне при обтекании сверхзвуковым потоком под углами атаки эллиптических и удлиненных тел вращения [6, 7].

Рассмотрим некоторые количественные данные, характеризующие изменение размеров области отрывного течения и величин характерных давлений в ней. На фиг. 3 показано изменение максимального давления $P^0 = P_e/P_1$ на линии симметрии

от угла конуса α . Здесь P_e — максимальное давление, P_1 — давление в невозмущенном потоке. Кривая 1 относится к величине $h/d=0,5$; 2 — 0,6; 3 — 0,7; 4 — 0,8; 5 — 1,0 при $d=50$ мм. Наибольшие пиковые давления наблюдаются при малых высотах и малых углах. Это объясняется тем, что между конусом и пластиной происходит многократное отражение основного скачка уплотнения без отрыва пограничного слоя. Торможение потока перед конусом происходит в этом случае в системе косых скачков уплотнения с наименьшей потерей полного давления. Струи газа, прошедшие такую систему, патекают на поверхность конуса, поворачивают вниз и растекаются на поверхности пластины. На линии растекания реализуются пиковые значения. По мере увеличения высоты конуса над пластиной при $\alpha=\text{const}$ это давление уменьшается, так как часть высоконапорных струй протекает в зазор между конусом и пластиной. Второй пик давления наблюдается при больших углах α и малых высотах, что, по-видимому, также связано с конфигурацией скачков уплотнения перед областью отрывного течения.

Измерения давления на поверхности пластины показывают, что критический перепад давления P_2/P_1 , где P_2 — давление на «плато», на линии отрыва пограничного слоя на линии симметрии зависит от угла конуса или от интенсивности конического скачка уплотнения и от высоты расположения конуса над пластиной. Величина критического перепада давления зависит от боковых градиентов давления [8, 9]. В данных экспериментах в пределах изменения h° эти градиенты менялись слабо. При $h^\circ=0,8$ перепад P_2/P_1 изменялся от 2,0 при $\alpha=40^\circ$ до 2,5 при $\alpha=90^\circ$. И от 2,20 при $h^\circ=0,5$ и $\alpha=40^\circ$ до 2,6 при $\alpha=90^\circ$ для конусов с $d=50$ мм. Еще менее значительно изменялся критический перепад давления вдоль линии отрыва пограничного слоя. Для $\alpha=90^\circ$, $h^\circ=0,6$ P_2/P_1 изменялось от 2,5 на линии симметрии до 2,4 на боковой стороне линии отрыва, где еще по распределению визуализирующего состава заметен отрыв пограничного слоя. При $\alpha=45^\circ$ P_2/P_1 изменялось от 2,20 до 2,0.

Общие размеры области незамкнутого отрывного течения с увеличением α и уменьшением h° увеличиваются. Зависимость длины области отрыва $l^\circ=l_{se}/\delta_s$ от угла α показана на фиг. 4. Кривая 1 относится к величине $h/d=0,5$; 2 — 0,6; 3 — 0,7; 4 — 0,8; 5 — 1,0 при $d=50$ мм. За величину l_{se} принято расстояние вдоль линии симметрии от линии растекания e_1 или e_2 до линии отрыва пограничного слоя S_1 (фиг. 1 и 2). Длина l° связана универсальной зависимостью с кривизной $v^\circ=v_s\delta_s$ линии отрыва S_1 в плоскости симметрии течения. На фиг. 5 светлыми кружками показаны значения l° для конусов с $d=50$ и $h^\circ=0,5-1,0$; черными — для конусов с $d=70$ мм и $h^\circ=0,5-0,71$. Аналогичную зависимость можно построить для данных, полученных в [1-5]. Все точки также лежат на этой кривой. Форма линии отрыва при толстом пограничном слое, так же как и при тонком [1-5], описывается в координатах $x^\circ=x/l_{se}$ и $y^\circ=y/l_{me}$ простой формулой $y^\circ=\sqrt{x^\circ}$. Здесь l_{me} — характерная ширина зоны отрыва, равная расстоянию по перпендикуляру к направлению потока от точки e_1 или e_2 на линии симметрии до линии отрыва S_1 . Ось x направлена вдоль линии симметрии, ось y — перпендикулярно ей, начало координат в точке пересечения линии симметрии и линии отрыва пограничного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панов Ю. А. Взаимодействие падающего трехмерного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 3. С. 158-161.
2. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 121-125.
3. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 20-24.
4. Авдучевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 25-33.
5. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание наклонного препятствия сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 6. С. 149-154.
6. Шевелев Ю. Д. Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. М.: Наука, 1986. 366 с.
7. Андреев Г. Н., Глаголев А. И., Зубков А. И. и др. О структуре течения вблизи боковой поверхности и о формировании отрывных зон на телах сегментально-конической формы // Докл. АН СССР. 1976. Т. 230. № 3. С. 541-544.
8. Авдучевский В. С., Медведев К. И. Отрыв трехмерного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 2. С. 19-26.
9. Баж-Зеликович Г. М. О критериях отрыва трехмерного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 4. С. 50-54.

Москва

Поступила в редакцию
16.IV.1990