

4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с градиентом давления и отсасыванием.— В кн.: Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
5. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
6. Лийн Ц. Ц. Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958.
7. Mack L. M. A numerical method for the prediction of high-speed boundary-layer transition using linear theory.— In: Aerodynamic Analysis Requiring Advanced Computers. NASA—SP—347, 1975.
8. Mack L. M. The inviscid stability of the compressible laminar boundary-layer.— JPL. Space Programs Summary 37—36, 1964, v. 4.
9. Gill A. A. Instabilities of «top-hat» jets and wakes in compressible fluids.— Phys. Fluids, 1965, v. 8, N 8.
10. Mack L. M. Boundary layer stability theory.— Document 900—277, Rev. A. Pasadena, California.— JPL, 1969.
11. Fisher D. F., Dougherty N. S. Jr. In-Flight transition measurement on a 10° cone at Mach numbers from 0.5 to 2.0. NASA—TP—1971, June 1982. (AIAA Paper N 80—0154; AIAA 18th Aerospace Sciences Meeting, Jan. 14—16, 1980).
12. Beckwith I. E., Bertram M. H. A survey of NASA Langley studies on high-speed transition and the quiet tunnel. NASA—TM—X—2566, 1972.
13. Demetriades A. New experiments on boundary layer stability including wall temperature effects.— In: Proceedings of the 1978 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press, 1978.
14. Brown W. B. Exact numerical solution of the complete Lees—Lin equations for the stability of compressible flow.— In: Summary of Laminar Boundary Layer Control Research, 1964, v. 2.

Поступила 2/1 1985 г.

УДК 533.6.011

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛИ КОНВЕРГЕНТНОГО ВОЗДУХОЗАБОРНИКА С ПЛОСКИМИ СТЕНКАМИ

Б. И. Гутов, В. В. Затолока

(Новосибирск)

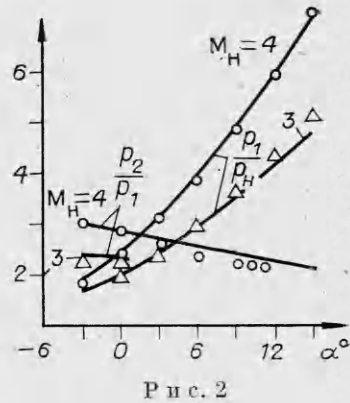
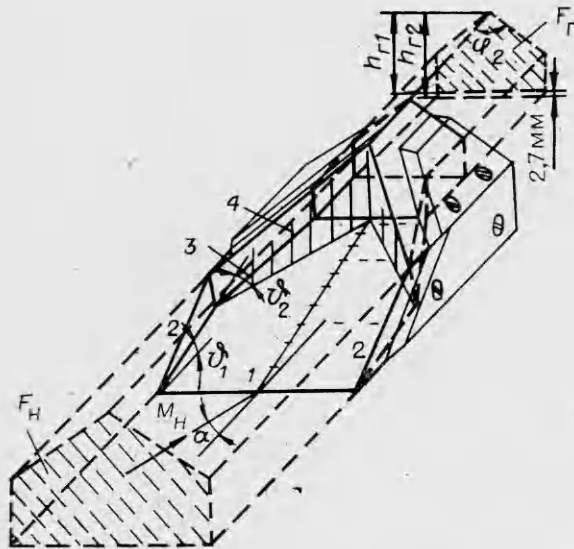
В последнее время наряду с традиционными двумерными конфигурациями воздухозаборников (плоскими и осесимметричными с центральным телом — дивергентными) все большее внимание исследователей привлекают пространственные конфигурации, несмотря на значительные осложнения получения экспериментальных и расчетных данных об их обтекании. Пространственные конфигурации дают перспективу получать уменьшенные площади стенок каналов [1—3], а также улучшенные характеристики воздухозаборников на нерасчетных режимах [4—6]. Среди них конфигурации конвергентных воздухозаборников (КВЗ) [2—4, 6, 7] дают компактные поперечные сечения каналов и за счет этого, в частности, уменьшение площади их стенок.

В данной работе исследуется течение в модели КВЗ, конфигурация которого построена путем вырезки по линиям тока из течения в воздухозаборниках, рассмотренных в [7] (рис. 1). Течение в таких КВЗ носит существенно пространственный характер, однако на расчетном режиме на участке внешнего сжатия параметры течения идеального газа определяются с помощью простых соотношений для плоских скачков уплотнения. Эти же соотношения можно использовать и для приближенных оценок параметров течения на нерасчетных режимах.

Характерная особенность течения на участке внешнего сжатия КВЗ этого типа — пространственное взаимодействие косых скачков уплотнения с пограничным слоем. Оно может быть весьма сложным (образуются отрывные области, вызывающие изменение структуры внешнего потока) и зависит от многих параметров: чисел Маха и Рейнольдса, состояния пограничного слоя, углов поворота потока в скачках, теплообмена и др. Исследованию различных течений с этой особенностью на поверхностях тел посвящено большое число работ (например, [8—10]). Расчет такого типа течений пока не представляется возможным. Поэтому необходимы экспериментальные исследования течения в моделях КВЗ.

Цель данной работы — проверка реализуемости расчетного течения идеального газа, выяснение особенностей взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем, определение структуры течения на участке внешнего сжатия КВЗ в диапазонах чисел Маха набегающего потока M_n и углов атаки α .

Модель КВЗ (рис. 1) имела расчетное число Маха $M_n = 4$; угол наклона начального клина $\varphi_1 = 9,4^\circ$; угол наклона вторичных клиньев $\varphi_2 = 13,3^\circ$; полуугол между плоскостями щек $\varphi_2/2 = 5,5,3^\circ$; суммарную



Р и с. 1

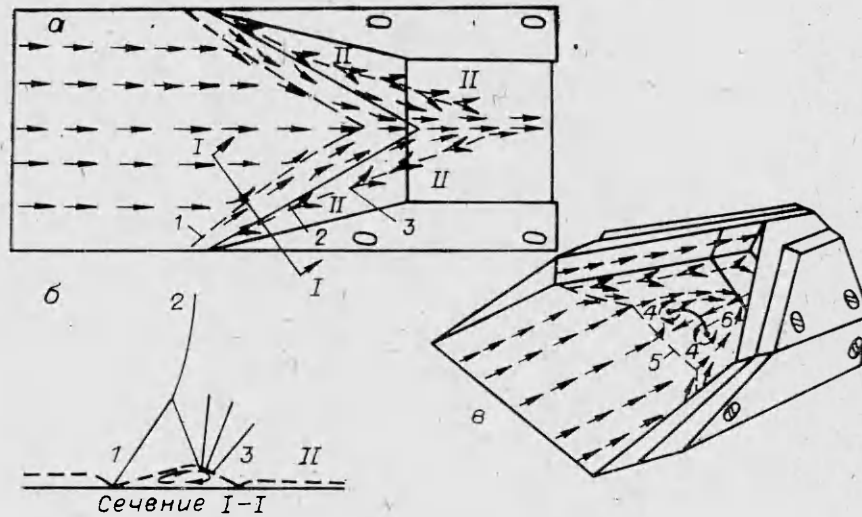
степень сжатия на расчетном режиме $F_H/F_T = 3,02$, где F_T — площадь поперечного сечения горла канала, F_H — площадь фигуры проекции передних кромок воздухозаборника на лобовую плоскость набегающего потока при нулевом угле атаки.

Начальная поверхность сжатия КВЗ — клин 1. Плоскость генерируемого им скачка уплотнения на расчетном режиме ($M_H = 4$, $\alpha = 0$) лежит на передних кромках воздухозаборника. На начальном участке клин имеет две боковые щеки 2, препятствующие боковому растеканию потока, поэтому в большой области за начальным скачком уплотнения течение на клине должно быть плоским или близким к плоскому в широком диапазоне M_H и углов атаки. Дальнейшее сжатие осуществляется с помощью двух вторичных боковых клиньев 3, которые генерируют скачки уплотнения 4, взаимодействующие с пограничным слоем на начальном клине. Эксперименты проведены в трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР при $M_H = 4,0$ и $3,0$, Re_H [1/м] = $51 \cdot 10^6$ и $35 \cdot 10^6$ соответственно в диапазоне углов атаки $\alpha = -3-15^\circ$ (в [11] приведены результаты при $M_H = 1,79-4,76$). Пограничный слой на клине в области взаимодействия со скачками уплотнения в этих условиях по проведенным оценкам турбулентный либо переходный. Наклоны поверхностей сжатия модели φ_1 и φ_2 поправлены (уменьшены) по сравнению с расчетными, полученными для течения идеального газа (отношение удельных теплоемкостей $\kappa = 1,4$), с учетом толщины вытеснения пограничного слоя в этих условиях.

В испытаниях использованы экспериментальные методы: теневой метод Теплера, измерения статических давлений на поверхности сжатия воздухозаборника в 20 точках (см. рис. 1), метод маслосажевой визуализации на обтекаемых поверхностях.

Сравнение отношений давлений на начальном скачке p_1/p_H (рис. 2), полученных в расчете и эксперименте для модели рис. 1 (давление p_1 измерялось в точке на клине на расстоянии 20 мм от передней кромки), свидетельствует о хорошем соответствии. Удовлетворительное согласование наблюдается и при сравнении отношений давлений p_2/p_1 на втором скачке 4 (рис. 2).

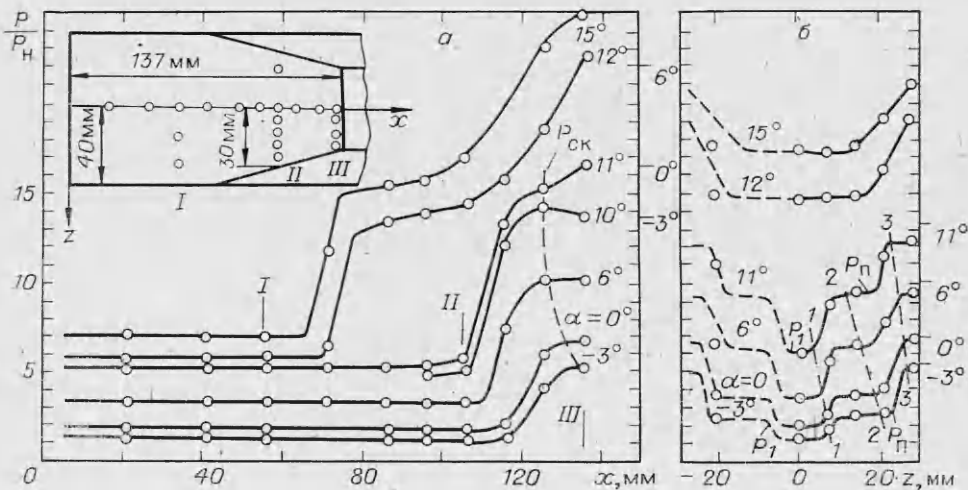
На расчетном режиме эксперименты показали, что сверхзвуковое течение на участке внешнего сжатия близко к расчетному, за исключением небольшой области взаимодействия вторых скачков уплотнения с пограничным слоем: второй скачок вызывает пространственный косой отрыв пограничного слоя, что предсказывали и предварительные оценки. Маслосажевые следы на поверхности модели отчетливо выделяют (рис. 3, а) линию отрыва 1 (линию стекания) и линию присоединения 3 за областью



Р и с. 3

отрыва (линию σ растекания). Следовательно, область отрыва локальная. Расчетный след бокового скачка 2 проходит между линиями 1 и 3. Маслосажевые следы показывают, что перед линией отрыва 1 линии тока у поверхности тела поворачивают вдоль линии 1 (рис. 3). В результате пограничный слой, нарастший на основной поверхности сжатия (начального клина), сносится к середине этой поверхности, т. е. к плоскости симметрии воздухозаборника. Значит, в этом месте толщина пограничного слоя увеличивается. В то же время снос пограничного слоя, нарастшего на начальном участке поверхности перед линиями косога отрыва, должен привести к уменьшению толщины пограничного слоя на участках поверхности II—II (рис. 3, а, б) за линиями 3 присоединения косога отрыва, что должно улучшить способность пограничного слоя к эффективному преодолению дальнейших скачков или градиентов давления на этих участках.

На расчетном режиме давление на клине вдоль средней линии $p(x)/p_n$ (рис. 4, а) постоянно вплоть до точки схождения правой и левой линий косога отрыва. Затем оно увеличивается скачкообразно, а далее растет плавно. В поперечном сечении I величины давлений p/p_n постоянны по z . В сечении II при переходе через косога скачок (рис. 4, б) распределение давления имеет плато, характерное для локального отрыва турбулентного пограничного слоя. На рис. 4, б для сечения II нанесены положения



Р и с. 4

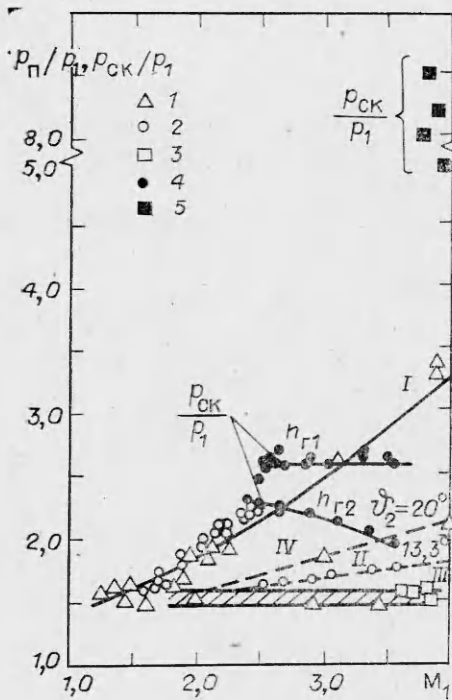
линии отрыва 1 (линии стекания) и линии присоединения 3 (линии растекания), определенные по маслосажевым следам, а также расчетной линии скачка 2, найденной в предварительном расчете. Видно, что их расположение удовлетворительно согласуется с характерными особенностями распределения давления по z . В сечении II давление в точке, близкой к двугранному углу (крайняя правая точка), близко к расчетному (черточка справа на рис. 4, б). В сечении III, находящемся в непосредственной близости ко входу в канал, распределение давлений довольно неравномерное. Область течения, через которую проходит это сечение, есть область взаимодействия пересекающихся вторичных скачков, пограничного слоя и отрывных вихревых течений, зародившихся выше по потоку в локальных косых отрывах и в месте их встречи на средней линии модели, поэтому структура течения в этой области сложная. Значения p/p_n , полученные в приближенном расчете для сечения III (черточка справа на рис. 4, а), выше экспериментальных. Это расхождение, вероятно, тоже объясняется сильным влиянием пограничного слоя.

При изменении угла атаки в некотором диапазоне ($\alpha = -3-11^\circ$) теневая картина течения качественно не изменяется. Поверхность начального скачка на участке внешнего сжатия близка к передним кромкам воздухозаборника. Однако при дальнейшем увеличении α внезапно образуется головная волна на некотором расстоянии перед входом в канал, которая хорошо видна на теневой картине. На рис. 4, а также видно, что в диапазоне $\alpha = -3-11^\circ$ распределение давления качественно не изменяется и аналогично распределению на расчетном режиме, но при $\alpha = 12^\circ$ место роста давления оказывается значительно ближе к передней кромке ($x = 65$ мм), чем при $\alpha = 11^\circ$ ($x = 100$ мм). Резко изменяется распределение давления и в сечениях II и III. Это же наблюдается и в маслосажевой картине, которая тоже была качественно неизменна при $\alpha = -3-11^\circ$, а при $\alpha = 12^\circ$ показала возникновение поперечного отрыва 5 с образованием парного вихря (см. рис. 3, в). В пространстве этот вихрь является полуюльцевым, а его дугообразная ось вращения 6 опирается своими концами в обтекаемую поверхность (две точки 4 на рис. 3, в). Поперечный отрыв вызывает зарождение вышеупомянутой головной волны.

При $M_n = 3$, $\alpha = -3-15^\circ$ экспериментальные данные аналогичны вышеописанным при $M_n = 4$: головная волна перед входом в канал, согласно теневой картине, возникла при $\alpha = 3^\circ$, резкое изменение в распределении давления при $M_n = 3$ наступило при $0 < \alpha \leq 3^\circ$. Таким образом, на данной модели КВЗ при увеличении α поперечный отрыв возникает при $\alpha = 11-12^\circ$ для $M_n = 4$ и $\alpha = 0-3^\circ$ для $M_n = 3$.

Аналогичные эксперименты проведены на модели КВЗ с увеличенным по площади на 9% горлом за счет углубления канала ($F_n/F_r = 2,77$, $h_{r2} = 32,9$ мм) (см. рис. 1). Это небольшое увеличение горла привело к значительным улучшениям течения: уменьшились в несколько раз поперечный и продольный размеры поперечного отрыва, который для $M_n = 4$ возникал уже при $\alpha \approx 15^\circ$. Изменения в распределении давления при $M_n = 3$ и 4, сопровождающие его возникновение, стали значительно слабее.

Итак, полученные экспериментальные результаты показывают, что на участке внешнего сжатия исследованного воздухозаборника наблюдаются довольно сложные взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем, включая пространственные отрывы пограничного слоя. Важной особенностью является то, что в данном случае имеются скачки уплотнения, линии пересечения которых с поверхностью сжатия проходят под острым углом по отношению к линиям тока, тогда как в других типах воздухозаборников — в традиционных плоских и дивергентных, а также в конвергентных, построенных на основе вырезок из осесимметричных течений [2, 3], линии скачков, по крайней мере на начальной поверхности сжатия, проходят поперек линий тока. Следствие этого — отрыв пограничного слоя на поверхности сжатия рассмотренного воздухо-



Р и с. 5

заборника возникает при скачках давления, значительно меньших, чем в других вышеуказанных воздухозаборниках.

Отрывные свойства пограничного слоя для этих двух случаев взаимодействия иллюстрирует рис. 5, где приведены экспериментальные данные о скачке давления p_n/p_1 при отрыве турбулентного пограничного слоя (p_1 — статическое давление на стенке перед линией отрыва, p_n — статическое давление на стенке на «плато» за линией отрыва, M_1 — число Маха потока перед отрывом). Линия I подчиняется эмпирической формуле [12] $p_n/p_1 = 1 + 0,2 \kappa M_1^2 / (M_1^2 - 1)^{1/4}$ и хорошо описывает экспериментальные данные [12] (точки I) и полученные на модели рис. 1 на режимах с поперечным отрывом (точки 2). Ситуация, соответствующая кривой I (обычный поперечный отрыв), характерна для вышеупомянутых воздухозаборников обычных типов и для конвергентных с осесимметричным течением.

Экспериментальные результаты, формирующие линию II, получены в настоящих испытаниях и относятся к косому отрыву, вызванному вторыми скачками. Величины p_n и p_1 взяты из распределения давления на линии дренажных точек II—II (см. рис. 4, б). Видно, что значения p_n/p_1 при отрыве в данном воздухозаборнике (линия II) меньше, чем в других воздухозаборниках (линия I). Линия IV, идущая выше линии II, образована для значения $\varphi_2 = 20^\circ$ точками I из [9].

Косой отрыв как явление, значительно отличающееся от поперечного отрыва, выделен в [10], где, в частности, заявлено и подкреплено экспериментальными данными, что скачок давления при возникновении косого отрыва p_n/p_1 равен примерно 1,5—1,6 и остается постоянным при увеличении M_1 . Экспериментальные точки I [10] образуют на рис. 5 линию III, на которую попадают и точки 3 из [13], где косой отрыв обнаружен в сопле на режимах перерасширения и там оказал существенное положительное влияние на течение. Видно, что линия III лежит ниже линии II. Как указано в [10], линия III соответствует возникновению косого отрыва.

Выше на основании маслосажевых картин отмечено, что косые отрывы сносят пограничный слой к середине поверхности основного клина — к тому месту, где сходятся правый и левый косые отрывы, и в результате в этом месте толщина пограничного слоя увеличивается. Казалось бы, это должно неблагоприятно сказаться на способности пограничного слоя преодолеть здесь скачок давления. Для выяснения этого вопроса можно обратиться к полученным в опытах распределениям давления вдоль средней линии основного клина $p(x)/p_n$ (см. рис. 4, а) на тех режимах (углах атаки и M_n), где нет поперечного отрыва. Графики показывают, что давление вдоль средней линии на ее участке перед входом в канал испытывает скачкообразное повышение $p_{ск}/p_1$.

На рис. 5 для опытов, в которых отсутствовал поперечный отрыв, приведены значения $p_{ск}/p_1$. Видно, что $p_{ск}/p_1$ данных опытов (точки 4) не соответствуют p_n/p_1 , характеризующим явление обычного поперечного

отрыва пограничного слоя (кривая I). Отсюда ясно, что на обсуждаемых режимах взаимодействие пограничного слоя в области около средней линии со скачком давления не является случаем отрыва. Интересно отметить, что ряд значений $p_{ск}/p_1$ без поперечного отрыва (точки 4) заметно превышает $p_{п}/p_1$ с поперечным отрывом (линия I). Это значит, что пограничный слой в области около средней линии, несмотря на указанное выше его утолщение из-за сноса вдоль косо отрыва, преодолевает скачок давления $p_{ск}/p_1$, более высокий, чем скачок $p_{п}/p_1$, характерный для турбулентного пограничного слоя при поперечном отрыве. То, что кривые величин $p_{ск}/p_1$ для двух конфигураций моделей (с первоначальным горлом $h_{г1}$ и увеличенным $h_{г2}$, см. рис. 1) разные, подтверждает, что скачки давления на средней линии, которые были у данных конфигураций испытанного тела (модели воздухозаборника), несмотря на свои довольно большие величины, не отрывали пограничный слой, т. е. не приводили к отделению потока от поверхности тела в области средней линии.

Причина этого — улучшение отрывных свойств пограничного слоя в области средней линии в районе скачка давления, т. е. улучшение наполненности профиля скоростей пограничного слоя вследствие того, что в этой области косо сталкиваются два потока, направленные навстречу друг другу (с правой и с левой сторон воздухозаборника, см. рис. 3, а, б). Аналогичное явление отмечалось в работе [13], согласно которой на рис. 5 приведены точки 5, показывающие скачки давления без отрыва пограничного слоя $p_{ск}/p_1$, в несколько раз превышающие величины скачка при отрыве $p_{п}/p_1$ (кривая I).

Боковые клинья воздухозаборника 3—3 на рис. 1 (вызывающие возникновение вторичных, боковых, скачков 4—4 на рис. 1, 2—2 на рис. 3, 4) приводят к образованию около них безотрывного течения во всех случаях не только без поперечного отрыва, но и при его наличии. Это течение видно на рис. 3, а, в, его безотрывности способствует косо снос пограничного слоя, описанный выше (вдоль локальных косых отрывов справа и слева), частично остающийся и при возникновении поперечного отрыва, как видно на рис. 3, в. Безотрывные боковые течения, направляясь под углом справа и слева к середине воздухозаборника, в случае поперечного отрыва (см. рис. 3, в) далее смыкаются друг с другом в начале канала воздухозаборника и, следовательно, тоже локализуют область поперечного отрыва, придавая ей на поверхности лотка воздухозаборника форму треугольника с основанием — линией поперечного отрыва — и с вершиной сзади — в середине лотка в начале канала воздухозаборника. Сверху, в толще потока, эта область отрыва тоже локализована жидкой границей подобно тому, как приведено на рис. 3, б для косо локального отрыва.

Таким образом, для конвергентных воздухозаборников с косо проходящими по их поверхностям косыми скачками уплотнения проведенное экспериментальное исследование показало, что механизм течения в них, включая эффекты, связанные с пограничным слоем, вопреки первоначальным опасениям, благоприятен для эффективной работы воздухозаборника. Причем это относится не только к режимам без головной волны перед входом в канал, но и к режимам с такой головной волной. Она, как известно, неизбежно возникает у любого воздухозаборника (будь он традиционного типа или конвергентного) на соответствующих режимах — при достаточно малых $M_{п}$, при достаточно больших углах атаки, при дросселировании воздухозаборника и т. п.

В 1940-х годах при разработке основ аэродинамики стреловидных крыльев в ЦАГИ В. В. Струминским с сотрудниками [14] создана теория эффекта скольжения с поперечными токами в пограничном слое и выявлено их сильное влияние на обтекание крыла и все его характеристики.

Данная работа аналогична этим результатам по пограничному слою: на таких крыльях происходит косо снос пограничного слоя, связанный с тем, что градиенты давления на их поверхностях направлены под углом

к потоку; в течениях типа, рассмотренного в данной работе, косою снос пограничного слоя вызывается косо идущими по поверхности скачками давления и тоже оказывает сильное влияние на течение, в КВЗ весьма благоприятное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Connors J. F., Obery L. J. Some considerations of hypersonic inlets. — In: Combustion and propulsion: Fourth AGARD colloquium. N. Y.: Pergamon Press, 1964.
2. Блохин А. М., Ветлущая Л. М. и др. Конвергентные входные диффузоры и осесимметричные сверхзвуковые конические течения сжатия Буземана. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972, вып. 1.
3. Готов Б. И., Затолока В. В. Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком и дополнительным внешним сжатием. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1973, вып. 2.
4. Затолока В. В., Кисель Г. А. Испытания гиперзвукового конвергентного воздухозаборника при $M = 1,76-6$. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975, вып. 5.
5. Trexler C. A. Inlet performance of the integrated Langley scramjet module (Mach 2, 3 to 6, 7). AIAA Paper, 1975, N 75-1212.
6. Затолока В. В., Кисель Г. А. Стреловидный поверхностный слив пограничного слоя в гиперзвуковом воздухозаборнике. — В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976, вып. 6.
7. Готов Б. И., Затолока В. В. Пространственные воздухозаборники с внешним сжатием (конвергентные), построенные на основе плоских течений. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975, вып. 5.
8. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972, т. 1—3.
9. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей. — Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1975, вып. 2, № 8.
10. Korkegi R. H. A simple correlation for incipient turbulent boundary layer separation due to a skewed shock wave. — AIAA J., 1973, v. 22, N 11.
11. Готов Б. И., Затолока В. В. Расчетное и экспериментальное исследование новых конфигураций конвергентных воздухозаборников с пространственными комбинациями течений. Препринт № 30—83. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983.
12. Абрамович Г. П. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
13. Затолока В. В., Зудов В. Н. и др. Экспериментальное исследование течений на режимах перерасширения в плоском сопле. — Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1978, вып. 1, № 3.
14. Струминский В. В. Аэродинамика стреловидных крыльев средних и малых удлинений. Препринты № 12 (ч. I) и № 13 (ч. II). М.: АН СССР. Сектор механики неоднородных сред, 1983.

Поступила 28/1 V 1984 г.

УДК 536.46

ЗАКОНЫ СМЕРКСТИ КОННЕКТИВНОГО ВИХРЕОБРАЗОВАНИЯ ЗА ФРОНТОМ ПЛАМЕНИ ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ТРУБЕ

С. А. Абриков, В. П. Самсонов

(Чебоксары)

Широкий класс явлений горения сопровождается сильным влиянием возникающих в поле сил тяжести свободноконвективных течений. В некоторых случаях это влияние вызывает образование вихревых структур и ведет к существенным изменениям в протекании процесса горения [1—7]. В настоящее время явления вихреобразования при горении изучены недостаточно, особенно в экспериментальном плане. Даже для наиболее изученного объекта — пламени, распространяющегося в трубе, гидродинамика продуктов горения в поле сил тяжести также оказалась за рамками как экспериментальных, так и теоретических исследований.

В данной работе рассматриваются закономерности и условия конвективного вихреобразования в продуктах горения при распространении медленного устойчивого пламени в вертикальной полуоткрытой трубе.

Основной элемент экспериментальной установки — реакционная труба, представляющая собой полуоткрытый канал квадратного