

УДК 532.556.4

ОСОБЕННОСТИ СВЕХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В СТУПЕНЧАТОМ КАНАЛЕ С РАЗЛИЧНЫМИ ВХОДНЫМИ УСТРОЙСТВАМИ

А.В. ЛОКОТКО, А.М. ХАРИТОНОВ

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Экспериментально исследуются течения в модели, имеющей на входе воздухозаборное устройство пространственного сжатия, ступенчато переходящее в канал с постоянной площадью поперечного сечения. Модель располагается в рабочей части аэродинамической трубы в условиях обдува внешним сверхзвуковым ($M_\infty = 2,75 - 4,03$) невозмущенным потоком при расположении ее в ядре потока или погружении в пограничный слой на стенке трубы. Исследованы запускаяемость воздухозаборника, изменение донных давлений на уступе и интегральные параметры в выходном сечении в зависимости от типа конфигурации поверхности сжатия, влияющей на волновую картину течения на входе.

В настоящее время все более актуальным становится применение различных технических устройств, имеющих сверхзвуковую скорость в канале [1 – 3]. Между тем, как отмечается в [4], физические особенности таких течений исследованы явно недостаточно. С одной стороны, это препятствует грамотному проектированию устройств для достижения тех или иных практических целей, с другой — исследования физической картины течения обогащают представление о сложных типах течений, где имеет место взаимовлияние волновых возмущений, отрывных явлений, турбулизации потока, и результаты могут быть полезными для развития численных методов расчета подобных течений.

Данная работа является продолжением исследований [5 – 7] и посвящена экспериментальному изучению влияния конфигурации поверхностей сжатия, создающих различный уровень волновых возмущений, на условия запуска входного устройства, на изменение донных давлений на уступах, установленных в начальном сечении канала, а также на осредненные параметры в выходном сечении (поток полного импульса, полные давления, коэффициент скорости).

МОДЕЛЬ

Исследуемая модель (рис. 1) представляет собой коробчатую конструкцию с нерасширяющимся по длине каналом прямоугольного сечения. На входе в канал располагается входное устройство (воздухозаборник), поверхность сжатия которого образована либо плоским клином с углом отклонения потока 6° (рис. 1, *a*), либо набором трехгранных клиньев с углом наклона ребра при виде сбоку также 6° (рис. 1, *b*). Обечайка входного устройства в обоих случаях имеет плоскую внутреннюю поверхность (т. е. поднутрение отсутствует); в варианте *a* ее кромка в плане представляет собой прямую линию, а в варианте *b* — ломанную. В горле входного устройства установлены пилоны, имеющие угол стреловидности передней кромки 40° и полный угол клина при

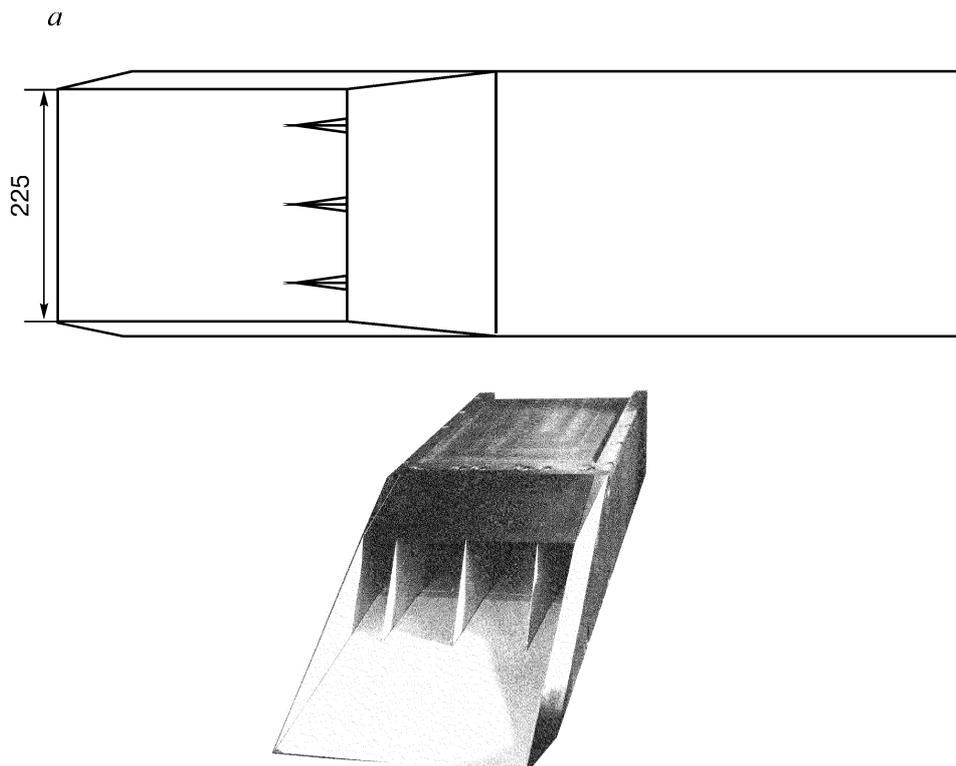


Рис. 1. Схема модели.

a, b — соответственно плоская и поуклиновая поверхности сжатия входного устройства; 1 — модель, 2 — гребенка приемников полного и статического давлений.

виде сверху 10° . На пилонах также осуществляется поджатие потока, поэтому вся конструкция в целом представляет собой воздухозаборник пространственного сжатия. В донной части каждого пилона располагается решетка, состоящая из 12 сверхзвуковых сопел, расположенных в два ряда симметрично относительно вертикальной оси. На боковой поверхности между соплами имеются неглубокие турбулизирующие выемки треугольной формы в сечении. Отношение площади горла воздухозаборника (суммарной для четырех каналов) F_r к площади входа F_0 равно 0,488.

На входе в канал непосредственно за сечением горла располагается зигзагообразный уступ, образованный комбинацией граней — перпендикулярных продольной оси модели и косо расположенных к ней под углом 20° . Конфигурация уступов на верхней и нижней стенках канала одинакова. Отношение площади сечения канала к площади горла 2,05.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН с сечением рабочей части $0,6 \times 0,6$ м [8] в диапазоне чисел Маха 2,75 – 4,03 и Рейнольдса $(30 - 50) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Модель в рабочей части трубы устанавливалась под нулевым углом атаки либо на оси трубы — в ядре потока, либо на ее нижней стенке. В последнем случае входное устройство погружалось в пограничный слой толщиной

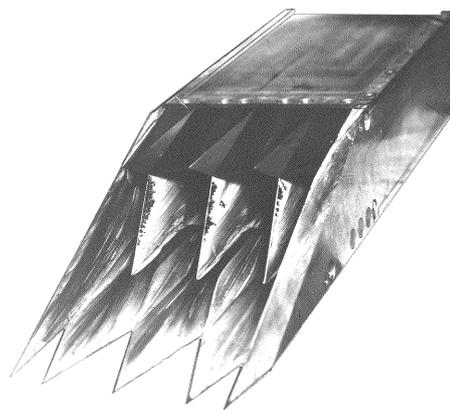
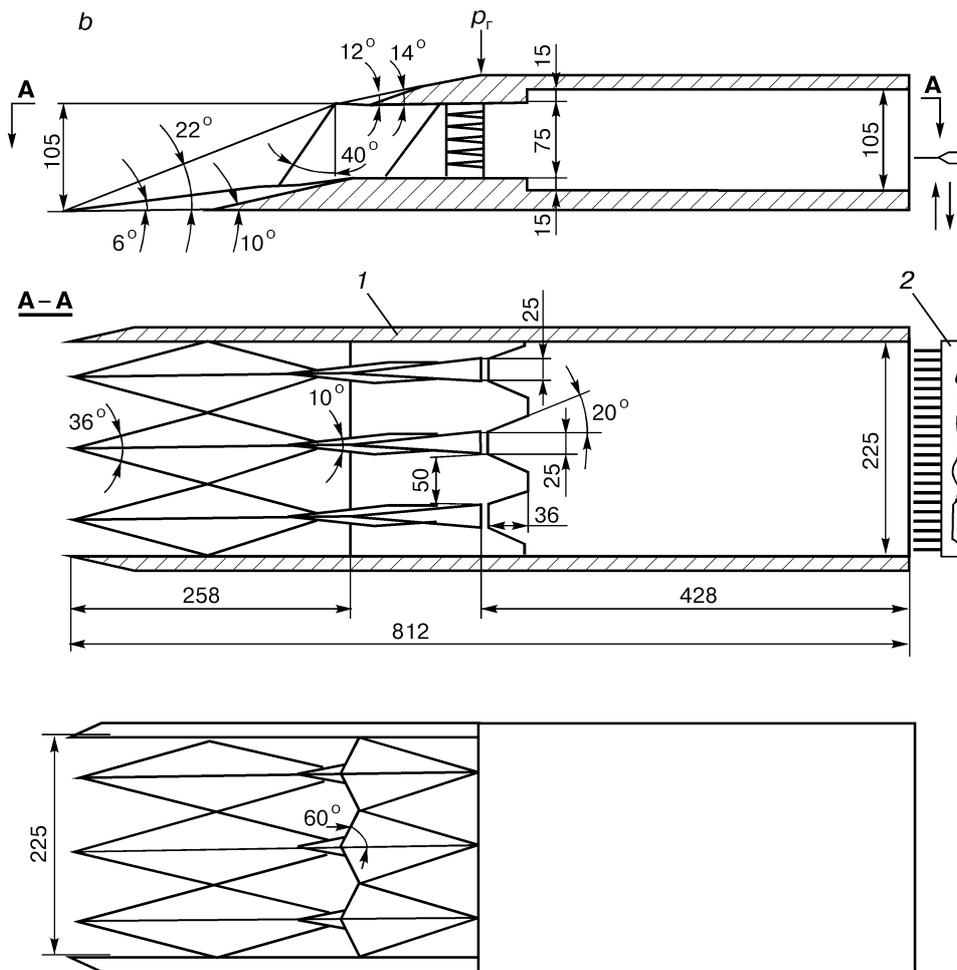


Рис. 1. Окончание.

$\delta = 40 - 42$ мм, что по отношению к высоте входа составляло $\delta/h = 0,45$. Состояние этого пограничного слоя было турбулентным [5].

Пограничный слой на входе в канал также принимался турбулентным. Такой подход, во-первых, общепринят при рассмотрении течений в каналах [9, 10], когда независимо от скорости течения числа Рейнольдса считаются на-

столько большими, что в пограничном слое всегда существует развитое турбулентное течение. Во-вторых, вблизи передней кромки клина сжатия этой модели наблюдается изменение интенсивности размывания сажемасляного покрытия, что ассоциируется с ламинарно-турбулентным переходом [5]. Эта особенность видна также на рис. 2, *с*.

Измеряемыми параметрами в модели были давление в четырех каналах горла воздухозаборника на их верхних стенках (девять точек в сечении, показанном стрелкой p_T на рис. 1, а также на рис. 3), давление на вертикальных гранях уступов (43 точки, рис. 3 – 5), а также полное и статическое давление в выходном сечении канала. Дренировался главным образом верхний уступ канала, что обусловлено технической возможностью выполнить здесь сверления (на нижнем уступе каналы подвода газа в сопла пилонов не позволяли этого сделать). Из рис. 5, 6 видно, что приемные отверстия расположены так, чтобы уловить особенности обтекания косых уступов. На нижней поверхности дренажные отверстия (точки 46 – 50) находились на днище вблизи внутренних ребер углов. Давление на стенке в окрестности ребра может не соответствовать давлению на грани уступа, и для установления степени соответствия на верхней поверхности модели также были выполнены отверстия (точки 41 – 45) вблизи ребер, прилегающих к дренированным граням.

Эксперименты проводились с пассивным протоком через канал модели, т. е. без вдува струй через сопла пилонов. Это позволило измерять донные давления собственно на пилонах, что осуществлялось через сопла, когда каналы подачи газа к соплам заглушались, а измерения проводились внутри ресиверов в предсопловых объемах. Последние при этом играли роль осредняющих камер.

В выходном сечении канала измерения выполнялись двумя гребенками (в разных испытаниях) с приемниками полного (22 точки) и статического (14 точек) давления при сканировании поля течения в ходе эксперимента. Расчет интегральных величин (расход, импульс, полное давление) проводился по относительным (к параметрам потока) давлениям, измеренным в 242 точках, из условия сохранения расхода, полной энергии и либо им-

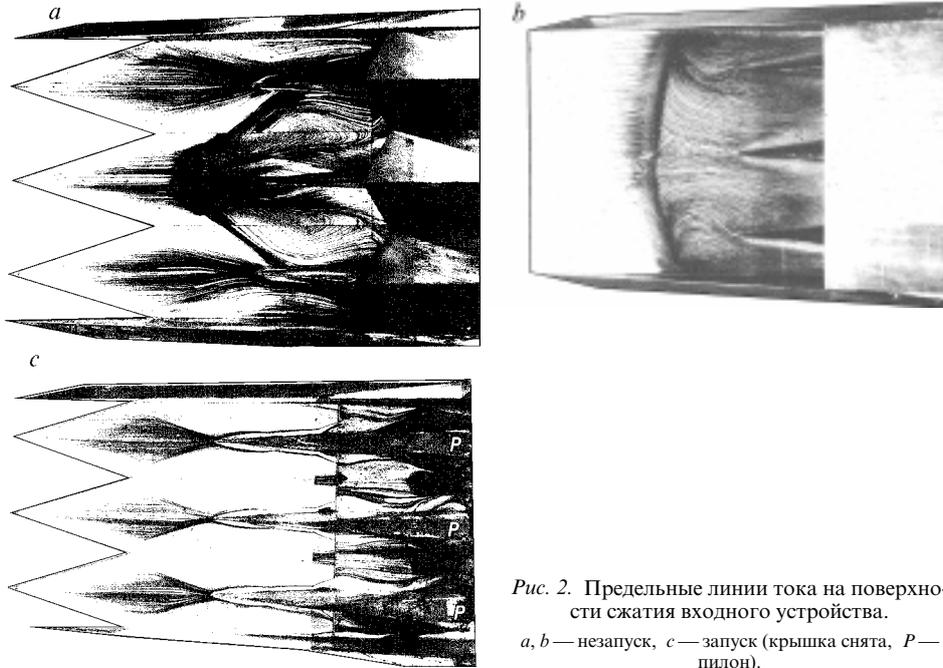


Рис. 2. Предельные линии тока на поверхности сжатия входного устройства.
a, b — незапуск, *c* — запуск (крышка снята, *P* — пилоны).

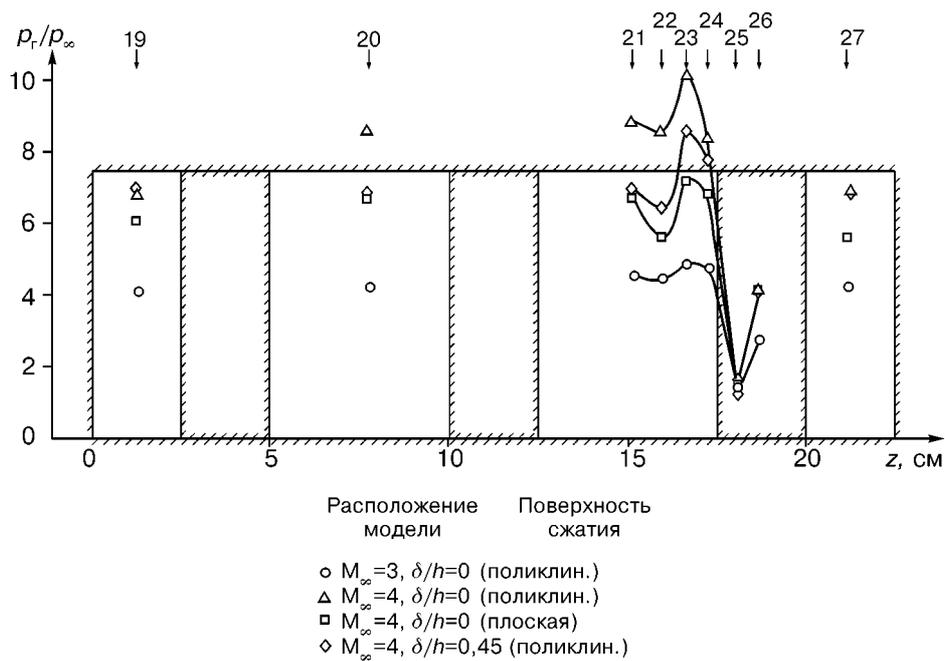


Рис. 3. Степень повышения давления в сечении горла.
 19 – 27 — номера точек.

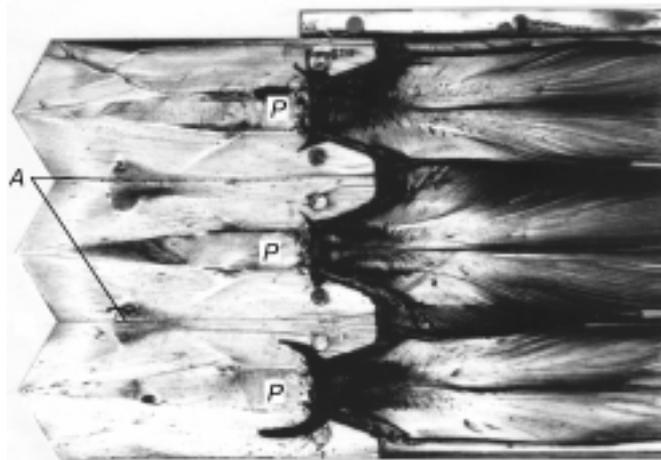
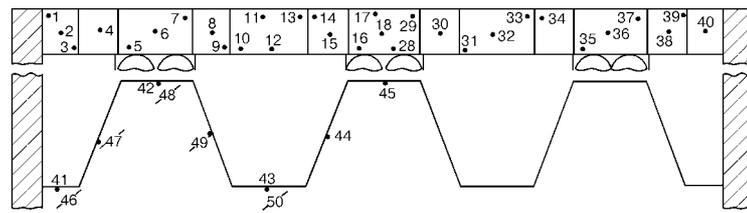


Рис. 4. Предельные линии тока на внутренней поверхности обечайки входного устройства.
 А — зоны отрыва.

пульса, либо энтропии в исходном неравномерном и осредненном (т. е. равномерном) потоке. Для методического обоснования этих измерений (в смысле отсутствия сверх допустимых пределов скосов потока при использовании зондов статического давления) исследовались поля скосов в данном сечении с применением пятиканальных датчиков-скосомеров по методике [11].

Давление измерялось системой МИД-100 на основе пневмокоммутаторов с рабочим пределом 0 – 0,2 МПа класса 0,3 % [12].



a

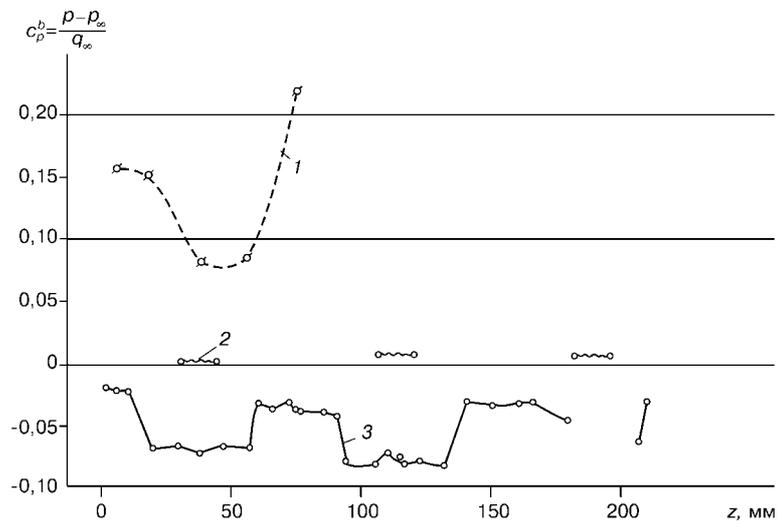
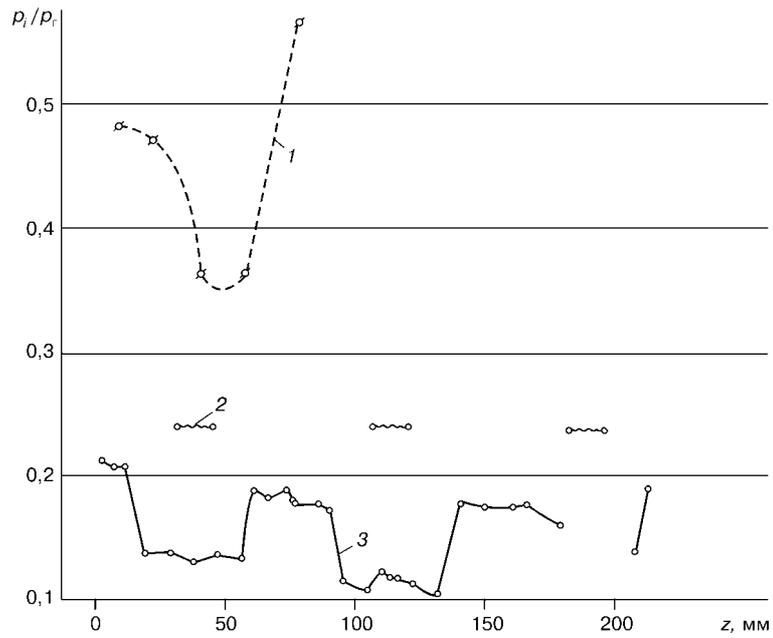


Рис. 5. Относительное донное давление (а) и коэффициент донного давления (б) на стабилизирующих уступах и пилонах ($M_\infty = 3,02$).
1, 3 — нижний и верхний уступы, 2 — пилоны; точки со штрихом и пунктирная линия — нижняя поверхность.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты по изучению условий запуска воздухозаборника проводились посредством визуализации предельных линий тока с использованием сажемаляного покрытия. Состояние течения показано на рис. 2, *a*, *b* (незапуск) и рис. 2, *c* (запуск), причем переход из одного состояния в другое происходит очень четко. Иногда вблизи нижней границы запуска (табл. 1) при расположении модели в пограничном слое наблюдалось интенсивное вращение вихря на поверхности сжатия, который, однако, “проглатывался” при незначительном увеличении давления в форкамере аэродинамической трубы, что эквивалентно увеличению числа Рейнольдса. Этот момент сопровождался резким изменением шума установки.

Из табл. 1 видно, что поликлиновая поверхность сжатия обеспечивает более широкие возможности запуска. При расположении модели в пограничном слое и установке плоского клина запуск воздухозаборника вообще оказался невозможным.

Таблица 1

Результаты экспериментов

Число Маха	Тип поверхности сжатия	В пограничном слое	В ядре потока
2,75	Поликлиновая	–	–
3,02	Плоская	–	–
3,50	Поликлиновая	–	+
	Плоская	–	+
4,03	Поликлиновая	+	+
	Плоская	–	+
	Поликлиновая	+	+

“+” — запуск, “–” — незапуск входного устройства

Рассмотрим изменение давлений в канале. Степень сжатия p_1/p_∞ по измерениям в сечении горла показана на фоне контура этого сечения (см. рис. 3). Давления измерялись в основном по осям каналов, а в третьем канале более подробно — по размаху, включая зону ниже по потоку в тени за пилоном. Видно, что для $M_\infty = 3,02$ $p_1/p_\infty \approx 4,1$, для $M_\infty = 4,03$ эта величина находится в пределах 6–10, изменяясь по ширине входного устройства, причем в крайних каналах она ниже (5,8–7), чем в средних (6,3–8,3). Аналогичная картина наблюдалась в [13] для похожей конфигурации воздухозаборника и объяснялась наличием пограничного слоя на боковых щеках. В данном случае, кроме этого, на ситуацию может оказывать влияние уменьшение степени трехмерности течения в боковых каналах, поскольку в рассматриваемой модели щеки не создают поджатия потока. Несколько повышенная степень сжатия для поликлиновой поверхности возможна в силу большего эффективного угла поворота потока в этом случае, а пониженная (при погружении модели в пограничный слой) объясняется уменьшением энергии набегающего потока. В целом наблюдаемая степень сжатия соответствует характерной для нерегулируемых воздухозаборников такого типа*.

Распределение давления неравномерно и в пределах одного канала: виден его всплеск в точке 23 относительно соседних точек 21, 22, расположенных ближе к оси канала. На основании изучения картин предельных линий тока на поверхности обечайки (см. рис. 4) можно предположить, что понижение дав-

* Гурылев В.Г., Старухин В.П., Куканова Н.И. Воздухозаборники силовых установок для гиперзвуковых скоростей полета (по материалам иностранной печати за 1970–75 гг.): Обзор ЦАГИ, № 522, 1977. — 244 с.

ления на оси канала связано с наличием выше по потоку локализованной зоны отрыва A . Эта зона образуется в месте пересечения двух косых скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам смежных пилонов, и свидетельствует о довольно высокой интенсивности их взаимодействия. В трубке тока, прошедшей сквозь эту зону, имеет место потеря полного давления. Подобная особенность распределения давления за областью отрыва отмечалась и в работе [14].

Рассмотрим изменение донных давлений. Относительное донное давление, как известно [9, 15 – 17], зависит от ряда факторов, среди которых необходимо учитывать и состояние внешнего потока, и геометрию обтекаемых поверхностей. Наиболее сильное воздействие оказывают числа Маха и Рейнольдса, угол скоса внешнего течения, состояние пограничного слоя (ламинарный или турбулентный), его относительная толщина в сечении среза, волновая структура потока, конфигурация поверхностей отрыва, теплоподвод и подвод массы, изменения показателя адиабаты. Известны отдельные параметрические исследования по влиянию каждого из перечисленных факторов, которые выполнялись на схематизированных моделях в идеализированной постановке в основном с целью тестирования расчетных методов. В данном случае воздействие сложной комбинации большинства из перечисленных факторов реализуется при изменении волновой структуры, определяемой различными условиями на входе в зависимости от установки плоской или поликлиновой поверхности сжатия воздухозаборника.

Результаты экспериментов обработаны как в виде коэффициентов давления $c_p^b = (p_b - p_\infty)/q_\infty$, что удобно для расчета коэффициентов турбулентной диффузии [4] и оценки силовых эффектов, реализующихся на донных поверхностях, так и в виде относительного давления p_b/p_r . Здесь p_b, p_∞, p_r — давления: донное, во внешнем потоке и в горле входного устройства, $q_\infty = \rho p_\infty M^2/2$ — скоростной напор. Вторая форма представления общепринята при изучении донных течений, причем в рассматриваемом случае аналогом статического давления во внешнем потоке является давление в горле p_r . При измерениях давлений на уступах, лежащих в створе каналов, в качестве p_r принято давление в середине верхней стенки соответствующего канала, а для уступов, лежащих в створе пилонов и в самих пилонах, — полусумма давлений p_r двух смежных каналов.

Ранее [5] было установлено, что течение в горле является сверхзвуковым. Относительные донные давления на уступах p_b/p_r , полученные при расположении модели в ядре потока $M_\infty = 3,02$, показаны на рис. 5, a совместно со схемой дренирования. Обращают на себя внимание следующие особенности.

Во-первых, на верхних уступах наблюдается сравнительно низкий уровень относительного донного давления в сравнении с имеющимися данными [9, 15 – 17] даже при больших сверхзвуковых скоростях. На этом фоне имеет место резкое понижение давления в выемках, прилегающих к пилонам. По всей вероятности, подобная аномалия — очень низкое донное давление — объясняется особенностями геометрии кромок, с которых происходит срыв потока. Сильное влияние этого фактора на донное давление отмечалось также в работе [16]. В данном случае имеет место чрезвычайно интенсивный процесс вихреобразования при срыве потока с ребер косых уступов. Ранее методом сажемасляной визуализации было показано [5], что эти элементы порождают вихревые жгуты, распространяющиеся на всю длину канала. Вихревой слой смещения, обладающий высокими эжекционными свойствами, производит отсос газа из донного пространства выемки за пилоном, понижая тем самым донное давление, в том числе и на прямых участках уступов. В отличие от полостей

внутри выемок, для прямых участков поверхность соприкосновения с вихрем меньше, что и обуславливает ступенчатое увеличение давления. Обращает на себя внимание резкое увеличение давления на гранях косых уступов с приближением к кромке (можно сравнить, например, точки 8 и 9, 14 и 15, 38 и 39). Это, по-видимому, связано с прохождением границы вихревого жгута.

Кроме того, при анализе величин p_b/p_r следует учитывать особенность течений сжатия в воздухозаборнике, которые характеризуются низкочастотными флуктуациями давления. Измеряемые давления во времени могут иметь вероятностное распределение относительно некоторой средней величины [18]. Аналогичные результаты были получены при измерении распределения давления на стенке входного устройства рассматриваемой модели (в более поздних экспериментах), где флуктуация давления p_r составляла около 22 %. Следовательно, значения p_r , измеренные в данный момент времени, представляют собой случайную реализацию с вероятным мгновенным максимумом. В этом случае отношение p_b/p_r будет иметь малую величину.

Другой особенностью течения является примерно трехкратное превышение давления на нижнем уступе по сравнению с верхним. Здесь, имея в виду методику измерений, следует заметить, что давления, измеренные через крышку канала у внутренних ребер верхних уступов (точки 41 – 45), близки к значениям, измеренным на близлежащих гранях уступов (точки 1 – 2; 10 – 13; 16 – 18; 28 – 29). Тем самым подтверждается правомерность измерений донных давлений, выполненных таким способом на днище канала.

Повышенное давление на нижнем уступе в значительной степени объясняется конфигурацией взаимодействующих пространственных газодинамических разрывов, возникающих во входном устройстве. Ранее было показано [5], что при $M_\infty = 3,02$ имеют место существенный поворот потока вниз после отражения от обечайки и торможение в горле, сопровождающееся отрывом на нижних поверхностях каналов. Резкое уменьшение числа Маха приводит к повышению статического давления и увеличению донного давления. В то же время на фоне общего его повышения в выемках уступов также наблюдается относительное понижение давления.

Донные давления, измеренные на пилонах, находятся между значениями для верхнего и нижнего уступов, что естественно в силу наличия перетока в предсопловом объеме.

Рассмотрим изменение коэффициентов донного давления c_p^b для $M_\infty = 3,02$ (рис. 5, *b*). Следует заметить, что в исследуемой ситуации величины c_p^b могут быть определены по результатам единичных измерений значительно точнее, нежели значения p_b/p_r . Это следует из того обстоятельства, что в течениях расширения существенно подавляются пульсации массового расхода [19]. Флуктуации донных давлений для данной модели оказались близкими к нулю. Видно, что на пилонах c_p^b колеблются около нулевых значений, на нижней поверхности имеют положительную величину, а на верхней — небольшую отрицательную. Очевидно, повышенный уровень c_p^b является следствием сжатия потока в воздухозаборнике.

Донные давления, реализующиеся при $M_\infty = 4,03$ на модели с двумя конфигурациями поверхностей сжатия (плоской и поликлиновой) и расположении ее в невозмущенном потоке и в пограничном слое трубы, показаны на рис. 6, *a*. Здесь также обращают на себя внимание пониженный уровень относительного донного давления p_b/p_r на верхнем уступе и ступенчатое понижение его в выемках с косыми гранями. При этом наблюдаются следующие особенности. Во-первых, заметно значительное сближение уровней давлений на

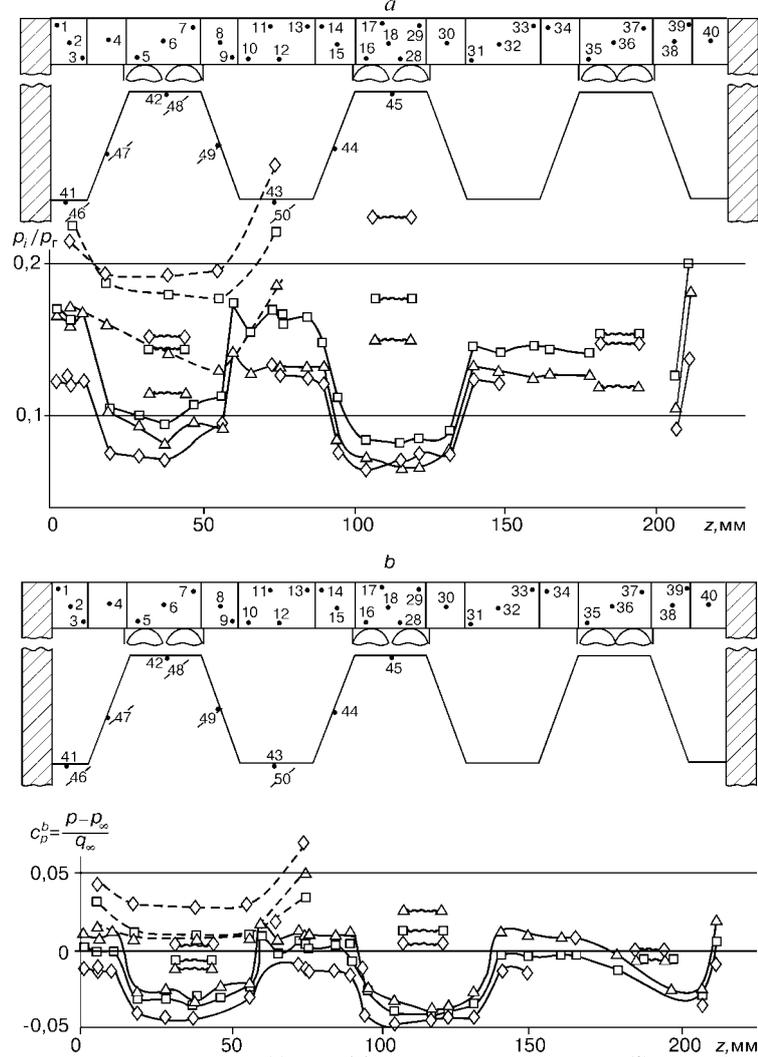


Рис. 6. Относительное донное давление (а) и коэффициент донного давления (б) на стабилизирующих уступах и пилонах ($M_\infty = 4,03$).

Δ — поликлиновая поверхность сжатия, модель в ядре потока; □ — плоская поверхность сжатия, модель в ядре потока; ◇ — поликлиновая поверхность сжатия, модель в пограничном слое $\delta h = 0,45$; точки со штрихом и пунктирная линия — нижняя поверхность.

верхнем и нижнем уступах, что свидетельствует о более равномерном распределении чисел M в сечении горла. Во-вторых, давление в соплах среднего пиллона во всех ситуациях выше, чем в двух крайних, т. е. имеет место поджатие потока к оси канала. Это подтверждает сделанное ранее посредством саже-масляной визуализации наблюдение о наличии осевой симметрии течения для этого случая [5]. В-третьих, существенным является различие в уровнях донных давлений как для плоской и поликлиновой поверхностей сжатия при расположении модели в ядре потока (соответственно символы □ и Δ), так и для поликлиновой поверхности — при расположении ее в ядре потока и в пограничном слое на стенке трубы (символы Δ и ◇). Для модели, размещенной в ядре потока, в случае установки поликлинового входного устройства наблюдается более низкое донное давление как на верхних, так и на нижних уступах. Это можно объяснить существенно более сложной волновой структурой, реализующейся в данном случае. Из ряда работ, см. например [20, 21], известно, что при прохождении потока через скачок уплотнения имеет место рост уровня пульсаций массового расхода, плотности, скорости, и особенно в пристенной части пограничного слоя. В этой связи можно предположить, что и в исследуемом случае реализуется повышенная турбулизация потока, способствующая усилению турбулентного обмена и, следовательно, интенсификации процесса смешения, признаком чего и является понижение донного давления [4, 17]. С этим согласуется и наблюдаемое еще большее понижение относительного донного давления на верхнем уступе при расположении модели в

пограничном слое ($\delta/h = 0,45$) на стенке рабочей части. Заметное здесь повышение значений p_b/p_r на нижнем уступе может быть связано с преобладающим влиянием другого фактора — уменьшением числа M набегающего потока в пограничном слое.

Эти же результаты, представленные в виде распределения коэффициентов давления, приведены на рис. 6, б. Здесь кривые, обозначенные символами \square и Δ , меняются местами, что связано с несколько более высокой степенью сжатия, реализующейся при установке поликлиновой поверхности (см. рис. 3). В среднем величины c_p^b также колеблются около нулевых значений.

Рассмотрим параметры осредненного течения в выходном сечении канала при установке двух конфигураций поверхностей сжатия воздухозаборника. Из табл. 1 следует, что реализация течения в модели (т. е. запуск воздухозаборника) для обеих конфигураций возможна лишь в ядре потока при $M_\infty = 4,03$, поэтому сравнение вариантов проводится только для этого случая.

Оценим достоверность выполненных измерений. Она определяется большим числом точек измерения давлений p'_0 (242), а также исследованием скосов потока в выходном сечении. Необходимость измерений пространственных скосов была обусловлена требованиями к корректности и точности определения полей статических давлений вследствие повышенной чувствительности зондов статических давлений к скосам потока. На рис. 7 показаны распределения углов вертикальных α и горизонтальных β скосов для двух конфигураций поверхности сжатия входного устройства. Видно, что в обоих случаях величины α и β не превышают $5 - 6^\circ$, что позволяет измерять статические давления с погрешностью не более 3 % [22]. Все это дало возможность со сравнительно большой точностью определить расход в канале. Поэтому в качестве критерия достоверности было выбрано сопоставление расходов, найденных экспериментально по результатам измерений в выходном сечении модели, с расчетным значением для равномерного набегающего потока, с учетом имеющихся сведений [5] о работе воздухозаборника с коэффициентом расхода $\varphi \approx 1$. Полученные данные приведены в табл. 2. Во втором столбце показано отношение расходов — измеренного на выходе G_m и в набегающем потоке G_0 в трубке тока с сечением, равным площади интегрирования, охватываемой гребенкой приемников полных давлений. Последнее означает, что расход в пограничном слое, развивающемся на стенках канала, не учитывался. Видно, что это отношение близко к единице, причем для обоих случаев оно одинаково, что и характеризует достоверность выполненных измерений. В третьем столбце приведено соответствующее отношение для потока полного импульса. Для условий на входе расчет производился по формуле

$$I_{in} = (\varepsilon + 1) / 2 \varepsilon G_0 a^* Z(\lambda_\infty),$$

где a^* , $Z(\lambda_\infty)$ — критическая скорость звука и газодинамическая функция импульса. В четвертом столбце показаны значения коэффициентов восстановления полного давления $\sigma_e = (p_{0e}/p_{0\infty})$, причем величина p_{0e} есть осредненное

Т а б л и ц а 2

Параметры течения в выходном сечении канала

Тип поверхности сжатия	G_m / G_0	$I_m / I_{\infty 0}$	$p_{0e} / p_{0\infty}$	$p_{0l} / p_{0\infty}$	λ_c
Поликлиновая	0,989	0,492	0,394	0,365	1,9536
Плоская	0,989	0,497	0,494	0,410	1,9816
Отношение параметров поликлин. / плоскость	—	0,99	0,96	0,89	0,986

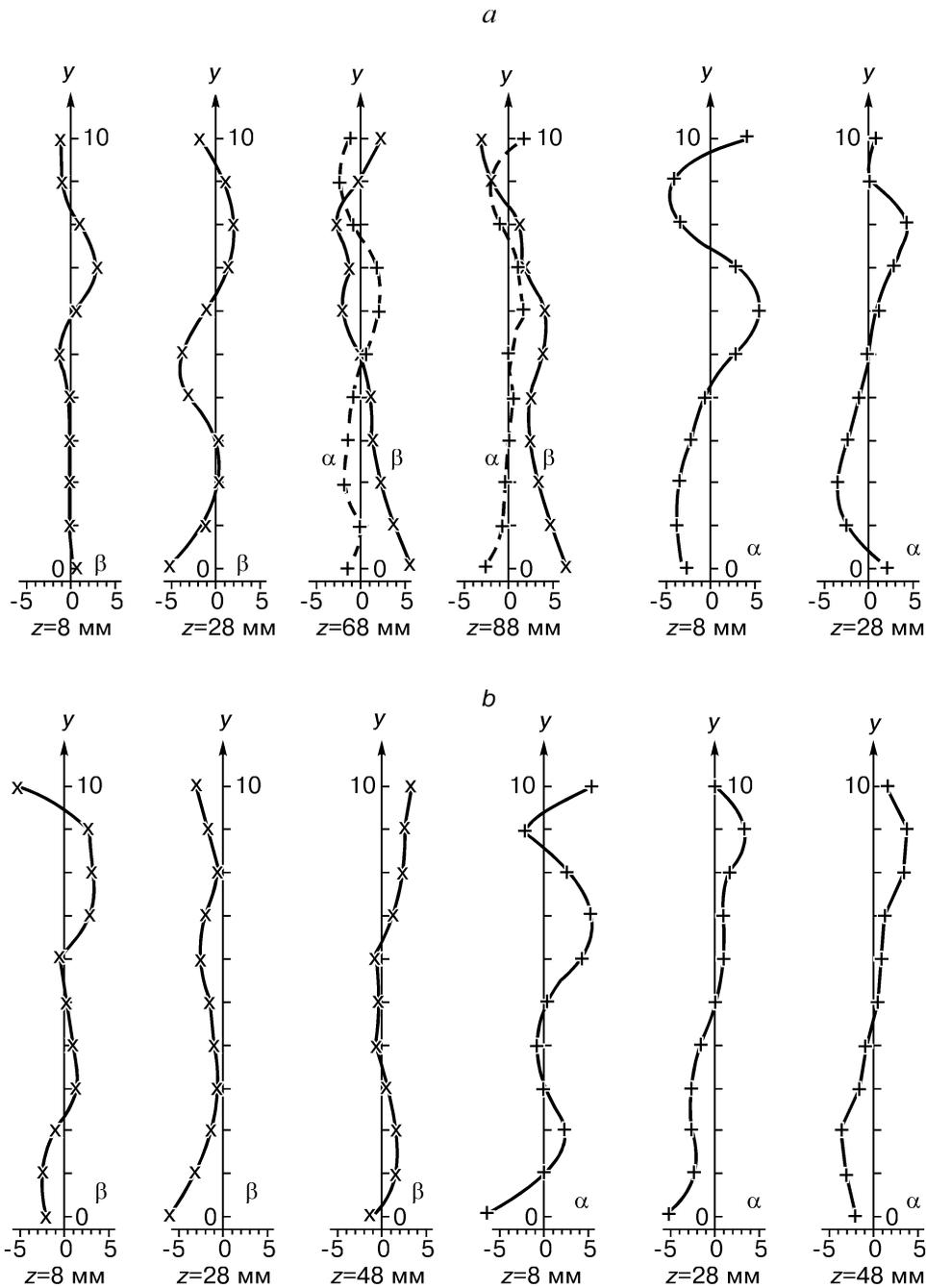


Рис. 7. Скосы потока в выходном сечении канала.

a — плоская, *b* — поликлиновая поверхности сжатия воздухозаборника; *z* — расстояние от боковой стенки, мм; *y* — вертикальная координата, см; α , β , град — углы вертикального и горизонтального скосов соответственно.

полное давление, вычисленное из условия сохранения энтропии. В пятом столбце приведены подобные же значения $\sigma_l = (p_{0l}/p_{0\infty})$, однако в этом случае осредненное полное давление p_{0l} вычислялось из условия сохранения импульса в осредненном потоке. В качестве полного давления во внешнем потоке $p_{0\infty}$ принималось давление в форкамере аэродинамической трубы. Далее показана

ны коэффициенты скорости на выходе λ_c . В нижней строке таблицы приведены отношения соответствующих величин, полученные при установке поликлиновой и плоской поверхностей сжатия. Можно отметить, что все эти отношения меньше единицы, причем величина выигрыша, реализующегося при установке плоской поверхности, для разных параметров составляет от 1 до 11 %. Очевидно, это есть плата за дополнительную турбулизацию потока на входе. Определенная доля потери импульса связана с понижением донного давления на уступах во входном сечении канала. Общий уровень потерь, характеризуемый коэффициентами восстановления полного давления, для плоской поверхности сжатия в среднем близок (с учетом некоторого различия M_∞) к значениям, приведенным в [13] для $M_\infty = 4,5$ при исследовании похожей конфигурации воздухозаборника.

Полученные данные свидетельствуют о том, что применение поликлиновых поверхностей сжатия позволяет расширить диапазон условий запускаемости входного устройства при несколько более высоких газодинамических потерях. При этом реализуется более сложная волновая структура, которая приводит к изменению донных давлений на уступах и тем самым косвенно свидетельствует об изменении уровня турбулизации потока.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.С. Рудакову и Л.В. Гогишу за инициирование настоящей работы, плодотворные дискуссии при постановке задачи и предоставление модели, а также А.А. Желтоводову, принимавшему участие в работе на этапе подготовки экспериментов, и А.М. Шевченко за помощь при определении полей сколов потока.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

F_0 — площадь входа в воздухозаборник;	G_0 — расход на входе в воздухозаборник;
p'_0 — давление за прямым скачком уплотнения;	q — скоростной напор;
$c_p = (p - p_\infty)/q$ — коэффициент давления;	h — высота входа воздухозаборника;
δ — толщина пограничного слоя;	κ — показатель адиабаты;
a^* — критическая скорость звука;	λ — коэффициент скорости;
$Z(\lambda) = (\lambda + 1/\lambda)$ газодинамическая функция;	φ — коэффициент расхода;
α — угол вертикального склона;	β — угол горизонтального склона.

ПОДСТРОЧНЫЕ ИНДЕКСЫ

g — горло воздухозаборника;	b — донные условия;
∞ — условия во внешнем потоке;	0 — параметры торможения;
e — условие сохранения энтропии;	i — условие сохранения импульса;
c — на выходе;	m — измеренный.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курзнер Р.И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. — М.: Машиностроение, 1989. — 264 с.
2. Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю., Рейдель А.Л. и др. Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей. — М.: Машиностроение, 1967. — 424 с.
3. Зуев В.С., Макарон В.С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. — М.: Машиностроение, 1971. — 367 с.
4. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй. — М.: Наука, 1984. — 715 с.
5. Гогиш Л.В., Желтоводов А.А., Локотко А.В. и др. Влияние условий на входе в прямоугольный канал на структуру внутреннего сверхзвукового течения. — Новосибирск, 1990. — 39 с. — (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 13-90).
6. Локотко А.В., Харитонов А.М., Чернышев А.В. Исследование процессов смешения в канале прямоугольного сечения со сверхзвуковой скоростью течения. I. Вдув холодных струй // Теплофизика и аэромеханика. — 1997. — Т. 4, № 4. — С. 417 – 428.

7. Локотко А.В., Харитонов А.М., Чернышев А.В. Исследование процессов смешения в канале прямоугольного сечения со сверхзвуковой скоростью течения. 2. Вдув подогретых струй // Там же. — 1998. — Т. 5, № 5. — С. 1 – 15.
8. Волонихин И.И., Григорьев В.Д., Демьяненко В.С. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэродинамические исследования. — Новосибирск, 1972. — С. 8 – 11. — (Сб. науч. тр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; Вып. 1).
9. Гогин Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. — М.: Наука, 1979. — 368 с.
10. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. и др. Турбулентные струйные течения в каналах // Казань: Изд. АН СССР, Каз. филиал, 1988. — 172 с.
11. Бродецкий М.Д., Ольховиков Г.П., Шевченко А.М. и др. К методике измерения направления и числа М трехмерного сверхзвукового потока // Уч. зап. ЦАГИ. — 1984. — Т. 15, № 3. — С. 136 – 140.
12. Бродецкий М.Д., Вышенков Ю.И., Харитонов А.М. и др. Многоканальный измеритель давления МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: Изд. Ин-та теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. — С. 98 – 114.
13. Чевагин А.Ф., Виноградов В.А., Евдокимов С.В., Степанов В.А. Особенности внутренних характеристик пространственных гиперзвуковых воздухозаборников // Техника воздушного флота. — 1992. — № 4 – 6. — С. 33 – 38.
14. Панов Ю.А. Взаимодействие падающего трехмерного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1968. — № 3. — С. 158 – 161.
15. Швец А.И., Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. — Киев: Наук. думка, 1976. — 382 с.
16. Пензин В.И. Зависимость давления на уступе от формы поперечного сечения канала с внезапным расширением // Уч. зап. ЦАГИ. — 1987. — Т. 18, № 1. — С. 65 – 72.
17. Чжен П. Отрывные течения. Т. 3. — М.: Мир, 1973. — 333 с.
18. Brusniak L., Dolling D.S. Engineering estimation of fluctuating loads in shock wave/turbulent boundary-layer interactions // AIAA J. — 1996. — Vol. 34, No. 12. — P. 2554 – 2561.
19. Гольдфельд М.А. Развитие турбулентного пограничного слоя при последовательном воздействии скачка уплотнения и волн разрежения // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1993. — № 3. — С. 61 – 68.
20. Желтоволов А.А., Яковлев В.Н. Этапы развития, структура и характеристики турбулентности сжимаемых отрывных течений в окрестности двумерных препятствий. — Новосибирск, 1986. — 51 с. — (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 27-86).
21. Желтоволов А.А., Лебига В.А., Яковлев В.Н. Измерение характеристик турбулентности в сжимаемых пограничных слоях в окрестности отрывных зон // ПМТФ. — 1989. — № 3. — С. 108 – 113.
22. Желтоволов А.А., Корнилов В.И., Харитонов А.М. Об измерении векторов скоростей в сложных вязких течениях // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: Изд. Ин-та теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. — С. 26 – 44.

Статья поступила в редакцию 11 февраля 1998 г.