

УДК 533.6.011 (575.2) (04)

СТРУЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А.К. Тыныбеков – канд. физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник

In the given work the basic models of current and pressure arising on a surface flowed round by a supersonic stream at injection of gas with the purpose of creation of additional aerodynamic forces are resulted. The gas-dynamic scheme of current which is the common for the majority of cases of jets interaction is shown.

Для описания картины течения используются в основном результаты дренажных испытаний (испытания с одновременным измерением давления во многих точках обтекаемой поверхности в области взаимодействия потоков), фотоисследований, изучение следов границ возмущенных зон на обтекаемой поверхности, а также результаты теоретических исследований проникновения газовой струи и взаимодействия сверхзвукового потока со струйным препятствием.

Проникновение вдуваемой струи, а следовательно, и картина взаимодействия потоков зависят от параметров внешнего и инжектируемого потоков ($W_\infty, P_\infty, \chi_\infty, W_{ВД}, P_{ВД}, \chi_{ВД}$ и др.), размеров струи и конструктивных особенностей инжектора.

Вдуваемая через круглое отверстие боковая струя 1 движется по криволинейной траектории под воздействием основного потока. Форма траектории струи и высота создаваемой ею преграды зависят от соотношения количеств движения вторичного и основного потоков в месте вдува и от угла вдува газа. Вдуваемый газ создает для набегающего потока препятствие в виде ступеньки неправильной формы.

Возникновение значительных градиентов давления в основном потоке при торможении его у преграды приводит к отрыву пограничного слоя на обтекаемой поверхности, образованию трехмерной отрывной зоны и системы

скачков уплотнения. У вершины жидкого конуса берут начало критически косой скачок уплотнения 4 (рис. 1), сливающийся ниже по течению с головной ударной волной, и замыкающий скачок.

Угол отрыва пограничного слоя $\delta_{отр}$ и угол возникающего в точке отрыва скачка уплотнения практически не зависят от вида препятствия (струйное или твердое) и в плоскости симметрии возмущенной зоны, создаваемой струей, примерно равны значениям, полученным для плоского взаимодействия [1, 2].

Длина зоны отрыва, отсчитываемая от передней кромки отверстия вдува, пропорциональна глубине проникновения струи в сверхзвуковой поток, а следовательно, в такой же мере зависит от параметров, влияющих на проникновение струи, т.е. пропорциональна величинам $d_{ВД}, (P_{0j}/P_1)^{0,5}, M_\infty^{-1}$, мало зависит от χ_{0j} и χ_1 . Однако при равной глубине проникновения струи длина зоны отрыва зависит еще от параметров струи, в первую очередь от угла вдува и степени недорасширения струи. Поэтому для струйных препятствий вводят понятие эффективной высоты струйной преграды $h_{эф}$, в общем случае не равной глубине проникновения струи.

Влияние числа Рейнольдса невозмущенного потока небольшое, так как толщина слоя смещения на свободной границе зоны отрыва

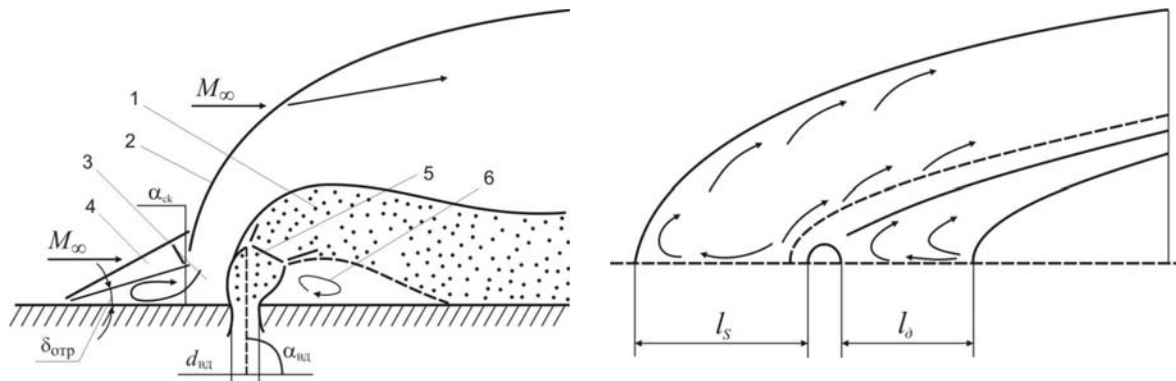


Рис. 1. Схема взаимодействий сверхзвукового потока с боковой недорасширенной струей: 1 – вдуваемая струя; 2 – криволинейный скачок уплотнения; 3 – отрывная зона; 4 – косой скачок уплотнения; 5 – “диск Маха” в струе; 6 – донная область.

сравнительно мала, а влияние вязкости незначительно; о малом влиянии числа Рейнольдса на длину зоны отрыва свидетельствуют также экспериментальные данные [3].

Ударная волна, разграничивающая область возмущенного давления, имеет вид полутела вращения и пересекается с поверхностью по кривой, близкой к параболе. При вдуве через щель полутело вращения вытянуто по ширине.

Струйки основного потока, прошедшие скачки в некоторой точке A расслаиваются: часть их поворачивает к поверхности, а остальные обтекают вдуваемую струю. При натекании первой части потока на поверхность образуется узкая зона растекания этой части потока. При отходе от линии растекания Z_p получается возвратное течение в отрывной зоне. Вторая часть основного потока после точки A огибает вдуваемую струю с боков и натекает на стенку поверхности за отверстием вдува.

В зоне отрыва перед препятствием давление растет до некоторого значения P_2 (рис. 2б), затем стабилизируется на определенной длине, после чего следует провал давления до значения P_3 (рис. 2в) в области перед линией растекания, а далее наступает второй максимум давления P_4 (рис. 2г), значительно превышающий величину P_2 и наиболее четко проявляется на рис. 2. Давление P_4 действует на узкой полосе между линией Z_p и вдуваемой струей. С удалением от этой плоскости максимумы и провалы давления сглаживаются и

общий уровень избыточного давления несколько снижается.

Проникающая через пограничный слой струя газа расширяется с образованием первой “бочки” с замыкающим прямым скачком уплотнения (диск Маха), разворачивается на определенной высоте и на некотором расстоянии вниз по потоку от места вдува касается поверхности, разворачивается в косом скачке уплотнения 7 и течет вдоль поверхности.

Между отверстием вдува и точкой прилипания струи к стенке существует вихревая подковообразная зона 6 (донная область, ограниченная линиями Z_1 и Z_2) с отрицательным избыточным давлением $\Delta P_{п}$.

Ширина разреженной зоны определяется шириной препятствия, а ее длина зависит от высоты проникновения струи, угла вдува $\alpha_{вд}$, числа Маха $M_{вд}$, давления в струе и во внешнем потоке и др.

В остальной части возмущенного течения (между подковообразным вихрем и линией Z_s отрыва пограничного слоя) избыточное давление положительное и имеет сложное распределение по площади возмущенной зоны. С удалением от препятствия максимумы давления и избыточное давление постепенно уменьшаются. Типичные профили возмущений давления на обтекаемой поверхности в области взаимодействия потоков (рис. 3).

Характер течения в передней отрывной зоне и за вдуваемой струей в большей мере зависит от угла вдува, т.е. угла наклона струи к

касательной поверхности в точке вдува. В зависимости от величины $\alpha_{ВД}$ определяют два вида взаимодействия струи с набегающим потоком (рис. 4, где α – вдув нормально к стенке, β – вдув против потока).

Для первого типа взаимодействия (при малых углах вдува, рис. 4а) характерно то, что замыкающий скачок в струе (диск Маха) не граничит с отрывной зоной перед соплом вдува. В результате этого в срывную зону перед соплом поступает незначительное количество газа вдуваемой струи, ее протяженность не велика (по сравнению с большими значениями $\alpha_{ВД}$) и меньше зависит от степени нерасчетности вду-

ваемой струи $P_{СВД}/P_\infty$. Для этого типа взаимодействия наблюдается менее интенсивное перемешивание струи с набегающим потоком после ее разворота. Интенсивность вихрей перед вдуваемой струей и за ней также меньше.

Для второго типа взаимодействия (при больших углах вдува, рис.4б) замыкающие скачки уплотнения в струе граничат с отрывной зоной перед струей. Поэтому значительная часть газа струи (тем большая, чем больше угол наклона струи к стенке и чем больше степень нерасчетности струи $P_{СВД}/P_\infty$) поступает в срывную зону, существенно увеличивая ее размеры.

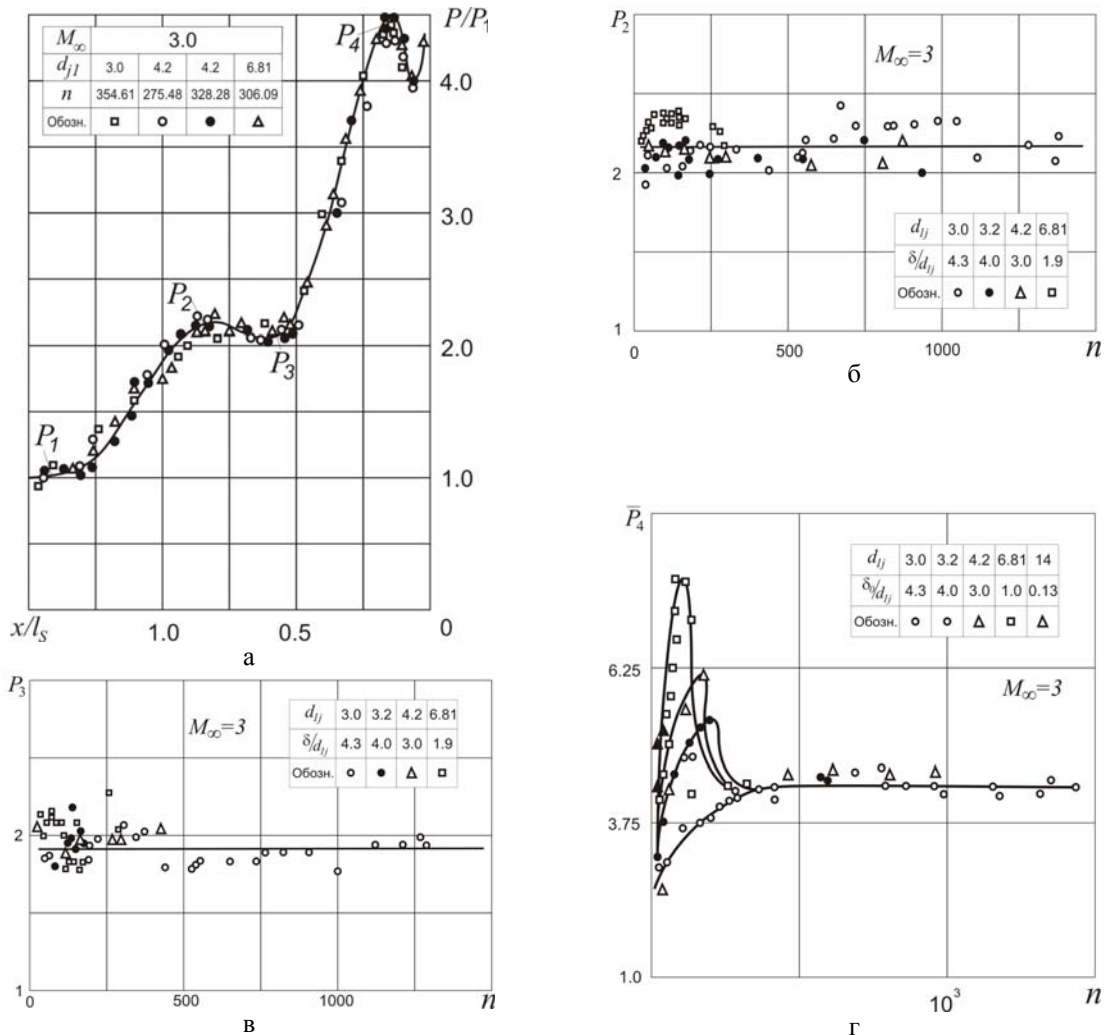


Рис. 2. Распределение давления в плоскости симметрии возмущенной зоны.

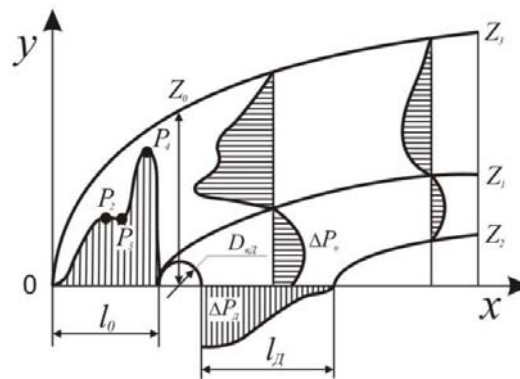


Рис. 3. Типичные профили возмущений давления на обтекаемой поверхности в области взаимодействия потоков.

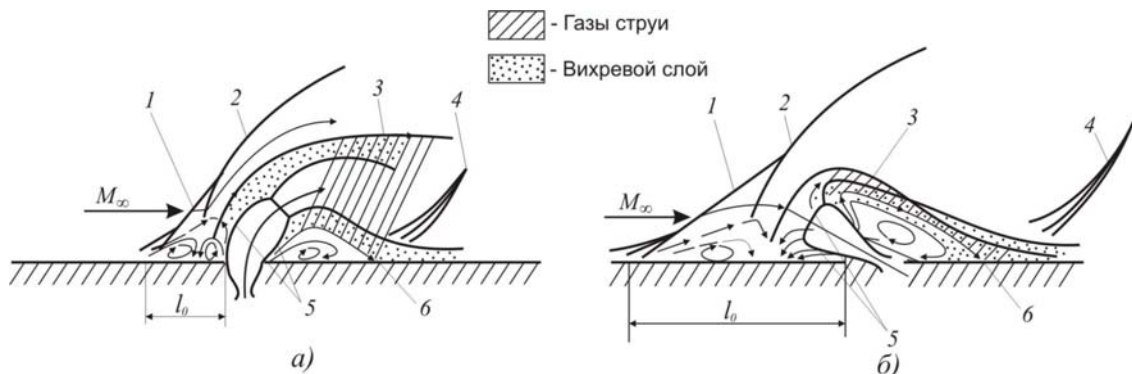


Рис. 4. Типы взаимодействия вдуваемой струи с набегающим потоком: 1, 2 – скачки уплотнения перед струей; 3 – поверхность раздела; 4 – скачок уплотнения, вызванный присоединением течения; 5 – скачок уплотнения в струе; 6 – точка присоединения.

Расстояние от точки вдува до точки прилипания при больших значениях $\alpha_{ВД}$ увеличивается, а заполнение этой области газом затрудняется в связи с растеканием инжектируемой струи.

Переход от одного типа взаимодействия к другому при изменении угла наклона струи к стенке зависит от параметров набегающего потока и физических свойств вдуваемой струи.

С уменьшением числа M_{1j} видна тенденция к уменьшению величины $\alpha_{ВД}^П$, при котором наступает второй тип взаимодействия потоков, уменьшение M_∞ приводит к росту $\alpha_{ВД}^П$.

Описанные особенности взаимодействия потоков имеют большое практическое значение при взаимодействии высокотемператур-

ных газовых потоков. Если вдуваемый газ имеет более низкую температуру, чем набегающий поток, то вдув против потока создает определенную теплозащиту стенки в передней отрывной зоне в результате поступления в нее более холодного газа. Если вдуваемый газ более высокой температуры, то теплопровод к стенке с ростом величины $\alpha_{ВД}$ увеличивается. С точки зрения интенсивности возмущений сверхзвукового потока с ростом $\alpha_{ВД}$ увеличиваются размеры отрывных зон, интенсивность скачков уплотнения и аэродинамические силы на поверхности.

Деформация вдуваемой струи и перемешивание ее с внешним потоком во многом зависят от угла вдува, относительного скоростного напора и степени нерасчетности давления в струе на выходе из инжектора. Как отмеча-

лось ранее, вдуваемая струя сравнительно долго остается монолитной и только по течению за точкой прилипания постепенно перемешивается с набегающим потоком.

Картина течения и параметры взаимодействия потоков перед вдуваемой инертной (по отношению к внешнему потоку) струей практически не зависят от физических свойств и температуры инжектируемого газа, при $h = const$.

Точное аналитическое решение задачи о реальном взаимодействии над обтекаемой поверхностью боковой струи и сверхзвукового потока трудно получить. Вместе с тем существует достаточное количество экспериментальных данных, позволяющих установить полуэмпирические зависимости для параметров взаимодействия потоков и построить эпюры возмущений давления и элементарных сил на обтекаемой поверхности, затененной возмущенной зоной.

Основным параметром, определяющим геометрию возмущенных зон, является высота эквивалентного струйного препятствия $h_{эк}$; от нее зависят длины передней отрывной зоны l_s и донной области за струей l_d .

Результаты исследований показали, что длина передней отрывной зоны, определяемая как расстояние от передней кромки отверстия вдува до точки начала повышения давления, является хорошим масштабным параметром для определения всех размеров характерных зон возмущенного давления [2, 4]. Длину передней отрывной зоны легче определить в процессе эксперимента, поэтому большинство экспериментальных данных относится к исследованию l_s .

Полученные соотношения для высоты эквивалентного струйного препятствия являются приближенными, длина передней отрывной зоны, кроме параметров, влияющих h , зависит от количества и свойств инжектируемого газа, попадающего в отрывную зону, состояния поверхности, диаметра и угла вдува струи и некоторых других параметров. В общем случае $l_s = f(P_{0ВД}, P_{\infty}, \rho_{ВД}, \rho_{\infty}, M_{ВД}, M_{\infty}, a_{ВД}, d_{ВД} \text{ и др.})$.

Поэтому полученные на основании экспериментов эмпирические зависимости для длины отрывной зоны хотя и точнее, но не раскрывают существа протекающих процессов, а при их экстраполяции получаются определенные трудности.

Наиболее рациональный путь исследования размеров отрывной зоны, очевидно, состоит в получении теоретических зависимостей для длины передней отрывной зоны, отражающих основные особенности процессов, с последующим уточнением их экспериментальными коэффициентами.

Для определения длины передней отрывной зоны используется соотношение

$$l_s = K_i h c t g \delta_{отр} \quad (1)$$

Высота эквивалентного струйного препятствия определяется из экспериментальных данных.

Если известен угол косога скачка уплотнения $\alpha_{СК}$, то угол отклонения потока $\delta_{отр}$ определяется с использованием известных газодинамических соотношений для косога скачка уплотнения [1]. Например, для двумерного взаимодействия потока и струи

$$\delta_{отр} = \arctg \left[ctg \alpha_{СК} \frac{M_{\infty}^2 \sin^2 \alpha_{СК} - 1}{1 + M_{\infty}^2 \left(\frac{N_{\infty} + 1}{2} - \sin^2 \alpha_{СК} \right)} \right] \quad (2)$$

Угол косога скачка уплотнения можно определить экспериментально теневыми методами или по данным измерений статического давления до и после скачка, используя соотношение:

$$\beta = \left[\frac{1 + \frac{N_{\infty} - 1}{N_{\infty} + 1} \frac{P_{\infty}}{P_2}}{\frac{2N_{\infty} M_{\infty}^2}{N_{\infty} + 1} - \frac{N_{\infty} - 1}{N_{\infty} + 1} \frac{P_{\infty}}{P_2}} \right]^{0,5} \quad (3)$$

Угол отрыва турбулентного пограничного слоя главным образом зависит от числа Маха набегающего потока. В ряде работ приведены соответствующие зависимости, полученные путем обработки экспериментальных данных и результатов расчета (рис. 5–7).

Ширину возмущенной зоны в передней отрывной области можно определить в результате совместного решения уравнения для обтекаемой поверхности и уравнения скачка уплотнения. Вследствие сложной формы пространственного скачка уплотнения расчетные данные остаются довольно приближенными, поэтому многие исследователи определяют размеры возмущенных зон экспериментальным путем.

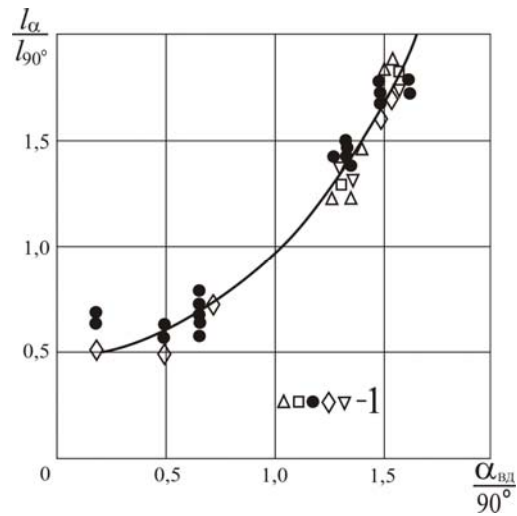


Рис. 5. Зависимость длины отрывной зоны от угла вдува: 1 – по данным работы [1].

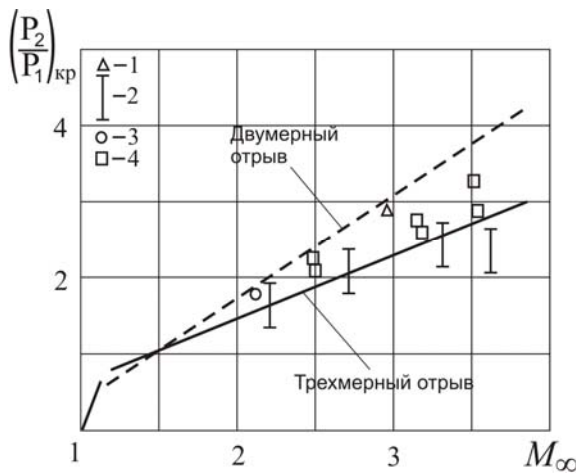


Рис. 6. Критический перепад давления в скачке уплотнения, вызывающем отрыв турбулентного пограничного слоя, в зависимости от числа M_∞ набегающего невозмущенного потока: 1–4 – соответственно данные работ.

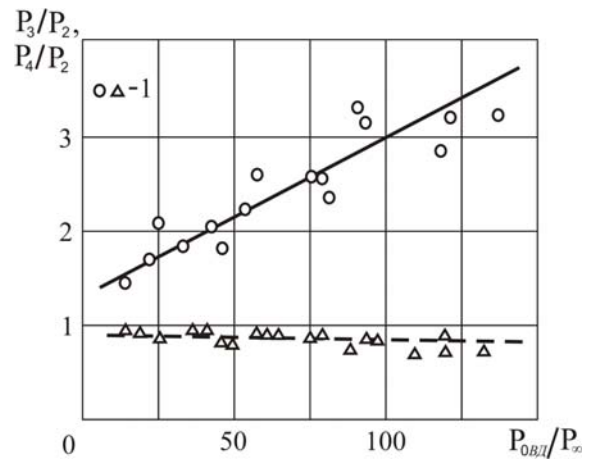


Рис. 7. Относительные экстремальные давления перед отверстием вдува и зависимости от давления дувяемого газа: 1 – данные работы.

В работах [3, 5, 6,] отмечено, что параметр Z_{OTP}/l_{OTP} слабо зависит от конфигурации параметров единичной струи, а также от числа Маха набегающего потока. Из теоретического анализа и экспериментальных данных следует, что относительная ширина возмущенной зоны зависит от формы обтекаемой поверхности.

С переходом от внутренней конической поверхности к плоской и внешней конической параметр Z_{OTP}/l_{OTP} увеличивается. При обтекании плоской поверхности можно принять:

$$(Z_{OTP}/l_{OTP})_{пл} \approx 2,0 . \quad (4)$$

Как отмечалось, давление в отрывной зоне перед струйным препятствием отличается большой неравномерностью. Критическое давление P_2 определяется по уравнению для перепада давления на критическом скачке уплотнения (рис. 7). Давление перед струей P_4 близко к давлению за прямым скачком уплотнения; имеющиеся экспериментальные данные для $M_\infty = 1,5 \div 4$ удовлетворительно аппроксимируются зависимостью

$$\frac{P_4}{P_\infty} = \left(1,4 + 0,01 \frac{P_{ВД}}{P_\infty} \right) \frac{P_2}{P_\infty}. \quad (5)$$

Для давления P_3 можно принять:

$$\frac{P_3}{P_\infty} \approx 0,8 P_2 / P_\infty. \quad (6)$$

Расстояние от края отверстия вдува до точек с экстремальными значениями давления в плоскости симметрии возмущенной зоны при единичной струе можно определить, воспользовавшись приближенными соотношениями, полученными путем обработки экспериментальных данных работ [5, 6]:

$$l_3 \approx 0,24 l_{отр}, \quad l_4 \approx 0,1 l_{отр}. \quad (7)$$

В системе координат $(x/l_{отр}, P/P_2)$ границы характерных зон и распределение давления в отрывной зоне имеют универсальный характер.

Литература

1. Авдеевский В.С., Медведев К.И., Полянский М.Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1970. – №5. – С. 193–197.
2. Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А., Животов Л.И. Исследование распределения возмущенного давления на стенке сопла Лаваля при несимметричном вдуве газа в сверхзвуковой поток с целью регулирования вектора тяги // Косм. исслед. на Украине. – 1975. – Вып. 7. – С. 18–22.
3. Тыныбеков А.К. Струйные отрывные течения. – Бишкек: Изд-во КРСУ, 2007. – 145 с.
4. Зубков А.И., Глаголев А.И., Гальперин Г.Н. О размерах зоны отрыва, вызванной вдувом струи в сверхзвуковой поток // Гидроаэромеханика и теория упругости. – 1975. – Вып. 19. – С. 41–43.
5. Глаголев А.И., Зубков А.И., Панов Ю.А. Взаимодействие струи газа, вытекающей из отверстия в пластине, со сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1968. – №2. – С. 99–103.
6. Зубков А.И., Глаголев А.И., Панов Ю.А. Истечение газовых струй в сверхзвуковой поток из отверстий в боковой поверхности тела // Вестн. МГУ. Математика, механика. – 1968. – №5. – С. 66–72.