

О ПАРАМЕТРАХ ОТРЫВНОЙ ЗОНЫ ПЕРЕД СТРУЙНЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

А. Е. АНДРЕЕВ, В. Н. ШМАНЕНКОВ

(Москва)

Рассматриваются геометрические параметры отрывной зоны, возникающей при взаимодействии сверхзвукового потока с поперечной струей газа. При наличии струй большой интенсивности формулируется приближенный закон подобия, который подтверждается экспериментальными данными. Особо рассмотрен случай, когда точка отрыва достигает переднего носка тела или фиксируется в точке резкого излома контура тела.

Физическая картина течения, возникающая при истечении струи газа под большим углом к омываемой внешним сверхзвуковым потоком поверхности, исследована достаточно подробно [1-5]. Большинство исследований относится к случаю истечения двумерной струи из узкой плоской щели, для которого, в частности, устанавливается связь между протяженностью передней отрывной зоны и параметрами струи и потока.

Однако многие экспериментальные данные носят разрозненный характер и зачастую плохо согласуются между собой. Этот факт объясняется двумя причинами: различием в выборе определяющих параметров при обработке экспериментальных результатов в координатах подобия и отсутствием корреляции по числам Рейнольдса набегающего потока при отрыве ламинарного пограничного слоя. Для сравнения заметим, что аналогичные данные по отрывным зонам перед твердым препятствием хорошо согласуются между собой, если соответствующим образом учитывается число Рейнольдса в точке отрыва.

С этой точки зрения представляется интересным рассмотрение таких случаев течения, когда параметры отрывной зоны практически не зависят от числа Рейнольдса, а определяются лишь числом M внешнего потока и формой струйного препятствия. Такая ситуация имеет место, например, при достижении точкой отрыва местного излома контура тела (или передней кромки), что типично для щитков с большим углом отклонения или при выдуве струй большой интенсивности. Однако в характеристиках отрывных зон в этих двух случаях наблюдается заметное различие, обусловленное специфичностью поведения струйного препятствия. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

1. Пусть сверхзвуковой поток набегаёт на струю газа, истекающую из узкой щели по нормали к поверхности пластины. Если пренебречь влиянием вязкости, то получаем следующую приближённую картину течения (фиг. 1, *a*). Здесь 1 — ударная волна, 2 — граница струи, *ab* — сечение вниз по потоку от места выдува, в котором ширина струи достигает максимального размера h .

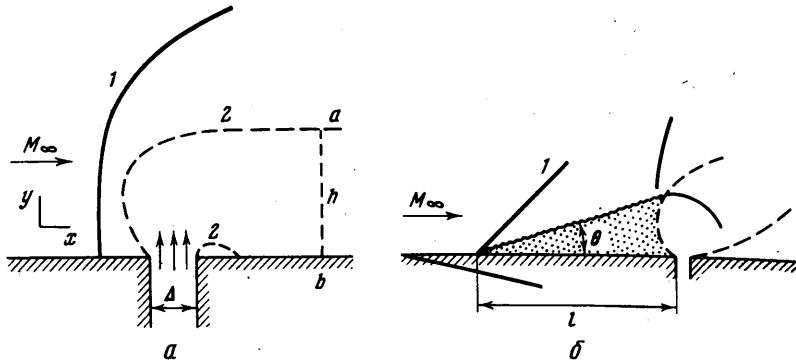
Учитывая, что размеры возмущённой области при больших коэффициентах нерасчётности струи намного превышают ширину щели Δ , будем характеризовать струю следующими интегральными величинами (такой подход для случая истечения газа в затопленное пространство рекомендован в [6]):

$$G_j = \rho_j u_j \Delta, \quad I_j = (p_j + \rho_j u_j^2) \Delta, \quad \kappa_j$$

Здесь G_j — расход газа через сопло, I_j — импульс, κ — показатель адиабаты, ρ — плотность, p — давление; индекс j относится к параметрам на выходе из щели (сопла). Струю вдали от места выдува будем характеризовать средней скоростью V^* в сечении *ab* и высотой h . Эти величины зависят также от параметров внешнего сверхзвукового потока V_∞ , p_∞ , T_∞ , x_∞ .

Для определения величины h применим теорему об изменении количества движения в струе при некоторых упрощающих предположениях: статическое давление в потоке и в струе выравнивается в сечении ab ; воздействие струи на основной поток равносильно обтеканию эквивалентного твердого тела [1, 4].

Запишем интеграл сохранения количества движения в проекции на ось x для контрольной поверхности, состоящей из границ 2 и сечения ab (фиг. 1, а). Суммарную силу, действующую на выделенный контур в на-



Фиг. 1

правлении оси x за счет сил давления, по аналогии с твердым препятствием заменим общим сопротивлением

$$(1.1) \quad G_j V^* / p_\infty = C_x \kappa_\infty M_\infty^2 h / 2$$

Комплекс $G_j V^* / p_\infty$ имеет размерность длины и является характерным линейным размером в настоящей задаче.

Из (1.1) следует:

$$(1.2) \quad \kappa_\infty M_\infty^2 h / R^* = 2 / C_x, \quad R^* = G_j V^* / p_\infty.$$

Величина C_x зависит от формы границы струи, обращенной к набегающему потоку, и числа M_∞ . Контуры струй, истекающих в поперечный поток с большим недорасширением, близки по форме к круговому цилиндру [2]. Тогда можно ожидать, что при больших числах M_∞ величина C_x будет изменяться слабо.

Для того, чтобы воспользоваться формулой (1.2) необходимо определить величину характерной скорости V^* . Из уравнения расхода имеем $h = G_j / \rho^* V^*$. Подставляя это выражение в уравнение (1.2) и полагая, что $p^* = p_\infty$, получаем $V^* = \sqrt{C_x a^{*2} \kappa_\infty M_\infty^2 / 2 \kappa_j}$, где a^* — скорость звука в сечении ab .

Таким образом, все газодинамические параметры в сечении ab будут известны (с точностью до некоторого множителя), если начальные условия дополнить еще одним параметром — температурой торможения T_{0j} . Из (1.2) следует, что величины R^* и h не зависят от T_{0j} . Верхнюю оценку величины V^* можно также получить, принимая, что расширение струи до давления p_∞ происходит изэнтропически.

Заметим, что ни в систему определяющих параметров, ни в выражение (1.2) не входит в явном виде линейный размер Δ . Это обстоятельство позволяет использовать полученные выше результаты для плоских сопл различных форм (в том числе для дискретного числа сопл конечных размеров, расположенных на пластине с достаточно малым шагом).

Уравнение (1.2) легко обобщается на случай обтекания цилиндрического тела радиуса R с боковой кольцевой струей. При наличии сильно недорасширенных струй на тонких телах уравнение (1.2) сводится к виду

$$(1.3) \quad \sqrt{\kappa_\infty M_\infty^2} \quad h/R_1^* = \sqrt{2/C_x}, \quad R_1^* = \sqrt{G_1 V^* / \pi p_\infty}, \quad R \ll h$$

2. Реальная картина течения при взаимодействии сверхзвукового потока с боковой струей намного сложнее той приближенной схемы, которая изображена на фиг. 1, а. Ударная волна l взаимодействует с пограничным слоем, образовавшимся на пластине, и отрывает его. Образуется клиновидная отрывная зона, сопровождаемая появлением системы дополнительных скачков уплотнения (фиг. 1, б). Течение в недорасширенной струе также отличается сложной структурой. Если пограничный слой на поверхности тела ламинарный, то конфигурация отрывной зоны в существенной мере зависит от числа Рейнольдса. Перепад давления в скачке уплотнения I (фиг. 1, б) и угол отклонения потока θ могут быть определены на основании формулы [7]

$$(2.1) \quad \left(\frac{\Delta p}{p_\infty} \right) = 0,845 \kappa_\infty M_\infty^2 (M_\infty^2 - 1)^{-1/4} \text{Re}_x^{-1/4}$$

где число Рейнольдса Re_x рассчитывается по параметрам в точке отрыва пограничного слоя. При наличии турбулентного пограничного слоя зависимость θ от числа Re_x можно пренебречь; в широком диапазоне изменения чисел M_∞ ($M_\infty > 3$) $\theta \approx 13-15^\circ$. Полагая далее, что максимальная высота отрывной зоны h_1 пропорциональна высоте струйного препятствия h , представим зависимость комплекса $H = \kappa_\infty M_\infty^2 h_1 / R^*$ в виде функции чисел M_∞ и Re_x

$$(2.2) \quad H = C_1(M_\infty, \text{Re}_x)$$

При таком выборе определяющих параметров величина C_1 не должна зависеть от характеристик выдуваемой сильно недорасширенной струи. На фиг. 2 значками 1-3 представлены результаты обработки экспериментальных данных работы [3] в виде зависимости $H(\Phi)$. Параметр Φ характеризует безразмерное отношение потоков количества движения

$$\Phi = (\kappa_j p_j M_j^2 / \kappa_\infty p_\infty M_\infty^2) \Delta (M_\infty^2 - 1)^{1/2} / L$$

Число Маха в рабочей части трубы было равно 3.97, число Рейнольдса $\text{Re}_L = 7.1 \cdot 10^5$, L — расстояние от носика пластины до щели. Отношение полного давления в струе к статическому в набегающем потоке p_{0j}/p_∞ изменялось в пределах 50-2030. Течение в отрывной зоне было ламинарным при малых значениях параметра Φ ($\Phi \leq 0.01$) и переходным при $\Phi > 0.01$.

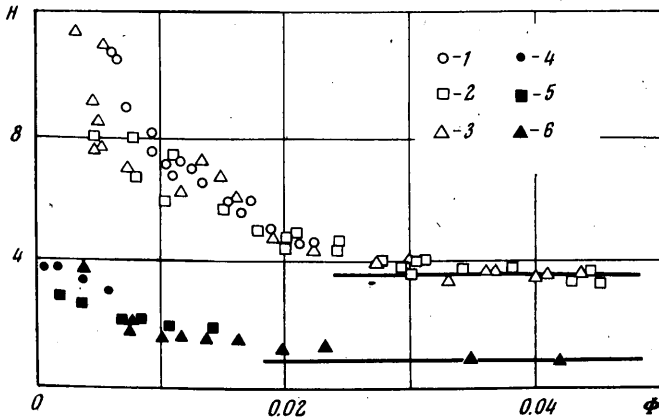
Различные точки на графике соответствуют следующим значениям безразмерной ширины щели Δ/L : 1 — 0.000083, 2 — 0.00025, 3 — 0.00050. Из рассмотрения фиг. 2 следует, что все экспериментальные точки группируются вблизи единой кривой и при $\Phi \geq 0.03$ комплекс H не зависит от условий выдува струи, принимая постоянное значение $C_1 \approx 3.6$ (переходный режим).

Аналогичные результаты о размерах отрывной зоны перед струей для случая турбулентного пограничного слоя на пластине приведены там же значками 4-6. Масштаб по параметру Φ условно уменьшен в 10 раз. Условия проведения экспериментов представлены ниже. В первом столбце

указаны номера условных обозначений к фиг. 2.

Δ/L	M_j	M_∞	$Re_{L,\infty}$	p_{0j}/p_∞	
4—0.00121	1.0	3.5	$3 \cdot 10^6$	16.55—212	[4]
5—0.00104	1.0	6.0	$1.04 \cdot 10^7$	190—1550	[5]
6—0.00946	1.5	3.02, 4.01	$2 \cdot 10^7$	10—350	

Характер зависимости $H(\Phi)$ примерно такой же, как при ламинарном и переходном режимах, однако выход на постоянное значение наблюдается лишь при $\Phi \geq 0.2$. На основании представленных экспериментальных данных можно принять, что величина C_1 при наличии турбулентного пограничного слоя не зависит от чисел M_∞ и Re_L и близка к 1.0. Более точных выводов сделать не удастся ввиду отсутствия надежных результатов для



Фиг. 2

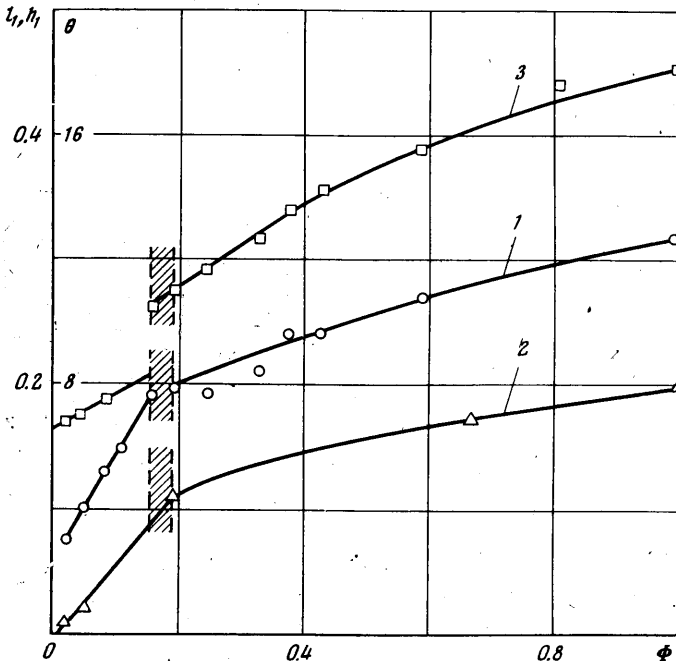
больших значений параметра Φ (крайние правые точки на графике фиг. 2 дают заниженное значение величины комплекса H вследствие проявления трехмерности течения).

3. При большой интенсивности выдуваемой струи отрывная зона может достичь переднего носка тела или предшествующего ему резкого излома контура тела. Конфигурация зоны в этом случае по аналогии с обтеканием твердого препятствия не зависит от числа Re_L и определяется числом M_∞ и безразмерным импульсом струи Φ . Тогда из уравнения (2.2), принимающего вид $H = C_1(M_\infty)$, следует, что высота отрывной зоны линейно зависит от параметра Φ : $h_1 = C_1(M_\infty) R^* / \kappa_\infty M_\infty^2 \approx C_1 \Phi L$.

При постоянном числе M_∞ коэффициент пропорциональности в этой формуле должен быть постоянным, однако экспериментальные исследования по боковому выдуву струй, проведенные авторами на осесимметричном теле, привели к иному результату. Темп роста высоты h_1 и угла θ резко замедлялся при достижении точки отрыва места сопряжения цилиндрической части тела с передним коническим носком.

На фиг. 3 приведены зависимости безразмерных высоты отрывной зоны h_1 (кривая 1), глубины распространения струи вверх по потоку l_1 (кривая 2) и угла θ (кривая 3) от параметра Φ . Все линейные величины отнесены к расстоянию от точки излома контура до места выдува, угол θ представлен в градусах. Отрывная зона достигала излома контура примерно при $\Phi = 0.17$ (на фиг. 3 показано штриховкой) и фиксировалась на нем при дальнейшем увеличении интенсивности струи. Условия в набегающем потоке соответствовали обтеканию цилиндра с числами $M_\infty = 6,0$, $Re_L = (4.5 \div 10) \cdot 10^5$.

Таким образом, в поведении отрывной зоны перед струйным препятствием обнаруживается интересная особенность: темп роста размеров отрывной зоны с увеличением интенсивности выдуваемой струи резко снижается, если точка отрыва достигает местного излома контура или передней кромки тела. Причиной указанного снижения является падение величины



Фиг. 3

эффективной нерасчетности струи, так как передний скачок уплотнения становится сверхкритическим. Обращает на себя внимание также нелинейный характер изменения высоты зоны отрыва от параметра Φ при $\Phi \geq 0.2$, указывающий на необходимость введения в формулу (1.2) для R^* в качестве определяющего параметра величины давления за передним скачком уплотнения.

Поступила 1 X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, выдуваемой через круглое отверстие в пластине. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
2. Billig F. S., Orth R. C., Lasky M. A unified approach to the problem of gaseous jet penetration into a supersonic stream. AIAA Paper., 1970, No. 93.
3. Hawk N. E., Amick J. L. Two-dimensional secondary jet interaction with supersonic stream. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 4. (Рус. перев.: Взаимодействие двумерной вторичной струи со сверхзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 4.)
4. Spaid F. W., Zukoski E. E. A study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 2. (Рус. перев.: Исследование взаимодействия газовой струи, вытекающей из поперечной щели, со сверхзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1968, № 2.)
5. Sterrett J. R. et al. Experimental investigation of secondary jets from two-dimensional nozzles with various exit mach numbers for hypersonic controll application. Nat. Aero and Space Administ., Techn. note, 1967, D-3795.
6. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
7. Erdos J., Pallone A. Shock-boundary layer interaction and flow separation. Proc. Heat Trans. Fluid Mech. Inst., Seattle, Wash., 1962; Stanford, Calif., Stanford Univ. Press, 1962.