

УДК 532.526.3 + 532.526.72 + 533.6.011.5 + 533.6.011.55

Исследование перехода пограничного слоя на плоской пластине при сверх- и гиперзвуковых скоростях

В.И. Корнилов

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru

Экспериментально исследовано положение перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное на гладкой плоской пластине при нулевом угле атаки в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 2-6$. Показано, что результаты измерений конца области перехода обобщаются простой и доступной для практического использования зависимостью, не требующей дополнительных измерений, которая справедлива в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 2-10$, и с погрешностью, не превышающей 20 %, может быть использована для оценки положения переходной области на плоской пластине в геометрически подобных аэродинамических трубах.

Ключевые слова: переход пограничного слоя, сверх- и гиперзвуковые скорости, плоская пластина, обобщение экспериментальных данных.

Определение корректных значений, характеризующих переходное по длине обтекаемой поверхности состояние пограничного слоя при повышенных числах Маха, ограничено значительными трудностями выполнения численных расчетов как для аэродинамических труб, так и для свободного полета. Проблема осложняется также и тем, что методы расчета пограничного слоя, как правило, разрабатываются для условий обтекания математически тонкой пластины с острой передней кромкой, тогда как в условиях эксперимента приходится иметь дело с передней кромкой конечной толщины. Поэтому в ряде случаев непосредственные измерения являются единственным инструментом, обеспечивающим получение надежных данных по переходу. Это, в особенности, относится к расчетам перехода в аэродинамических трубах, в которых, как правило, отсутствует информация об уровне и начальном спектре возмущений потока, что существенно сдерживает возможности прямого численного моделирования. В то же время ясно, что моделирование ламинарно-турбулентного перехода имеет существенное значение для изучения физических свойств обтекаемого тела, определения сопротивления и теплообмена с целью последующей проработки облика будущего летательного аппарата. Эта проблема представляет и самостоятельный интерес при проведении многих типов экспериментов в аэродинамических трубах, когда в силу ряда причин требуется хотя бы приближенная предварительная информация о положении перехода

пограничного слоя на обтекаемой конфигурации. Это обстоятельство явилось немаловажным побудительным мотивом для представления результатов настоящей работы.

Экспериментальное изучение положения перехода пограничного слоя наталкивается на ряд трудностей, обусловленных как природой этого явления, так и влиянием ряда параметров, в том числе эффектами самой аэродинамической трубы, в особенности возмущениями, генерируемыми турбулентным пограничным слоем, формирующимся на стенках трубы. Известно, что в соответствии с теорией размерностей число Рейнольдса Re_{Π} , характеризующее положение перехода пограничного слоя, определяется зависимостью вида [1]

$$Re_{\Pi} = f(M_{\infty}, T_w/T_e, \alpha), \quad (1)$$

где M_{∞} — число Маха, T_w/T_e — температурный фактор и α — угол атаки модели. Заметим, что эта зависимость, по-видимому, справедлива для тел, толщина передней кромки b которых близка к нулевому значению. При $b \neq 0$ сюда в качестве определяющего параметра, по всей вероятности, должна быть отнесена также и толщина передней кромки.

Выяснение влияния указанных параметров на ламинарно-турбулентный переход привлекает внимание исследователей на протяжении более 40 лет. Автор не ставит своей целью приводить здесь обзор опубликованных работ по данной проблеме, одно перечисление которых потребовало бы специального обстоятельного рассмотрения. Отметим лишь, что достаточно подробный анализ зависимости положения переходной области от числа Маха, температурного фактора, единичного числа Рейнольдса, угла стреловидности и затупления передней кромки на основе материалов многочисленных экспериментов других авторов представлен в [2]. Обширная информация с акцентом на возможность ее использования для оптимизации конструкции Space Shuttle приведена в [3]. Особое значение в ряде литературных источников уделяется роли единичного числа Рейнольдса $Re_1 = (U/v)_{\infty}$, в котором в качестве характерного размера используется длина 1 м. Несмотря на то, что на раннем этапе исследований были получены противоречивые результаты, вплоть до установления факта независимости числа Re_{Π} от Re_1 [4], позднее удалось показать, что единичное число Рейнольдса влияет на положение перехода в опосредованном виде [5, 6, 1, 7, 8]. Это кажущееся влияние обусловлено изменением аэродинамического шума при изменении размеров аэродинамической трубы и характеристик самого потока, в частности, уровня и спектрального состава возмущений. Классификация различных типов возмущений в сверхзвуковых аэродинамических трубах дана в ранних работах [9, 10]. Что касается влияния других параметров, то этот вопрос также подробно освещался в ряде отечественных и зарубежных публикаций. В работе [11] обнаружен факт значительного возрастания числа Re_{Π} с ростом толщины передней кромки крылового профиля в широком диапазоне ее изменений. Показано, что притупление передней кромки приводит к образованию благоприятного градиента давления на поверхности крыла, что в конечном итоге способствует стабилизации ламинарного течения и расширению протяженности переходной области. В работе [12] особое внимание уделено изучению совместного влияния угла стреловидности χ крылового профиля и единичного числа Рейнольдса. Показано систематическое увеличение числа Re_{Π}^k с ростом единичного числа Рейнольдса, которое ослабевает по мере увеличения угла χ (здесь верхний индекс k относится к концу области перехода).

Получены также результаты исследований, относящиеся к изучению влияния угла заострения пластины и угла атаки [6], шероховатости поверхности, которая сокращает область перехода как в трубном [13], так и в летном [14] эксперименте.

Неоднократно предпринимались также попытки найти приемлемые методы предсказания ламинарно-турбулентного перехода, основанные как на эмпирических формулах, так и на тех или иных критериях устойчивости [2, 15].

Несмотря на все многообразие вопросов, относящихся к проблеме перехода, достаточно подробно освещенных в литературе, результаты экспериментов, полученные в различных установках, а зачастую и в специфических условиях, как правило, приводятся в безразмерном виде, не позволяющем оценить положение перехода на простой модели, не говоря уже о конкретной аэродинамической трубе. Учитывая все вышеизложенное, представляется целесообразным привести экспериментальные данные по переходу на обычной аэродинамически гладкой плоской пластине в широком диапазоне чисел Маха с возможностью их обобщения в простом и доступном для практического использования виде, не требующем дополнительных или специальных измерений.

1. УСЛОВИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Опыты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН с сечением рабочей части $0,6 \times 0,6 \text{ м}^2$ в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M_\infty = 2-6$ при числах Рейнольдса Re_1 на 1 м порядка $11 \cdot 10^6$ и $16 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Измерения выполнялись на модели стальной плоской пластины длиной 791 мм и толщиной 14 мм трапециевидной формы в плане с размерами 300 мм по передней и 100 мм по задней кромке и установленной под нулевым углом атаки на жестком пилоне, который, в свою очередь, крепился на специальной тумбе, расположенной в камере давления аэродинамической трубы. Такая конструкция обеспечивала возможность регулировки модели по углам атаки и крена и позволяла снизить уровень вибраций, воздействующих на модель со стороны потока. Форма передней части пластины выполнена в виде полуклина с плоским срезом и углом заострения $\theta = 15^\circ$. Притупление (толщина) передней кромки составляет $b \approx 0,1 \text{ мм}$. Погрешность ее изготовления оценивается порядка $+0,0 \div -0,02 \text{ мм}$. Контроль формы и толщины передней кромки выполнялся с помощью измерительного микроскопа УИМ-21 по свинцовым оттискам, которые снимались в 4–5 точках по размаху пластины.

С целью контроля распределения статического давления и температуры стенки на расстоянии 10 мм по обе стороны от продольной оси симметрии пластины выполнено, соответственно, 39 приемников давления диаметром 0,5 мм и 51 хромель-копелевая термопара. Для исключения влияния шероховатости и неровностей поверхности модели на переход, качество ее отделки соответствовало уровню аэродинамически гладкой поверхности.

Основная часть анализируемых ниже экспериментальных данных по переходу получена по положению как минимума, так и максимума на кривой распределения полного давления $P'_0 = f(x)$ как результат измерений плоским микронасадком полного давления с внешней высотой 0,2 мм. Пример указанной кривой, полученной при $M_\infty = 5$, приведен на рис. 1 в виде зависимо-

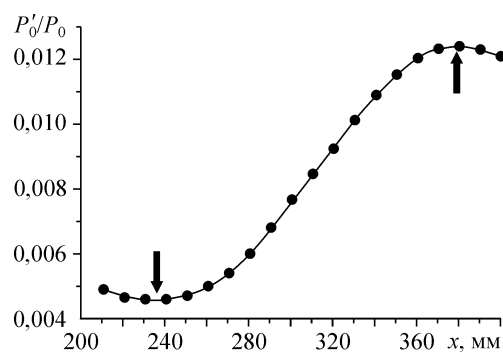


Рис. 1. Типичная кривая распределения полного давления за скачком уплотнения в области перехода. $M_\infty = 5$, $Re_1 = 10,75 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Стрелками показано положение начала и конца переходной области.

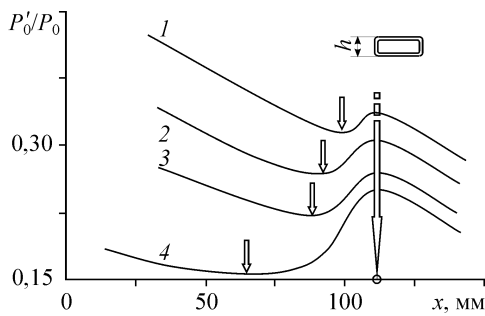


Рис. 2. Положение начала и конца области перехода (стрелки) в зависимости от высоты пневмонасадка. $M_\infty = 2$, $Re_1 = 20 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ [16], $h = 0,62$ (1), $0,50$ (2), $0,40$ (3), $0,17$ (4) мм.

сти $P'_0/P_0 = f(x)$, где P_0 — давление торможения набегающего потока. Перемещение микронасадка вдоль поверхности пластины осуществлялось с помощью координатника с двумя степенями свободы; наличие контакта микронасадка с поверхностью контролировалось с помощью следящей системы. При этом расстояние от передней кромки пластины до положения минимума принималось за начало (x_n^H), а до положения максимума, соответственно, за конец переходной области (x_n^K) (стрелки на рисунке). Известно, однако, что начало области перехода более чувствительно к выбору способа измерения [2]. Более того, как видно из рис. 2 [16], x_n^H существенно зависит от высоты пневмонасадка h , тогда как положение конца с приемлемой точностью сохраняется постоянным (стрелки). Поэтому окончательные результаты анализируются для конца области перехода. Кроме того, для проверки корректности данного способа отдельные измерения выполнены с помощью термомпар. В этом случае конец переходной области идентифицировался с положением максимума на кривой распределения температуры стенки $T_w = f(x)$ вдоль оси x .

Положение перехода пограничного слоя при любом числе Маха, строго говоря, должно определяться в условиях, когда температура стенки T_w достигает равновесного состояния. Однако при фактических измерениях удовлетворить этому условию весьма затруднительно, а в ряде случаев вообще невозможно, поскольку длительность эксперимента при этом существенно возрастает. Поэтому все измерения выполнены в условиях слабонеравновесного теплопереноса. Фактически это означает, что температура стенки T_w в диапазоне чисел M от 2 до 4 была не более, чем на 6 % выше ее адиабатического значения T_e .

В качестве примера на рис. 3 приведена зависимость $T_w/T_e = f(x)$, характеризующая распределение относительной температуры стенки при $M_\infty = 2,5$. Для сравнения стрелкой показано положение конца области перехода, определенное по результатам измерений пневмонасадком полного давления. Можно видеть, что положение максимума распределения температуры T_w вдоль поверхности, обычно ассоциирующегося с концом области перехода, имеет некоторое отличие от анало-

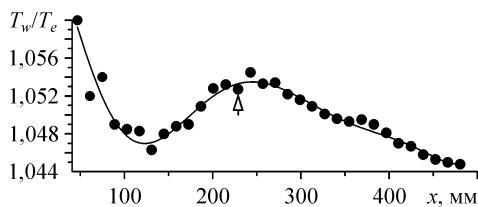


Рис. 3. Изменение относительной температуры стенки в области перехода. Стрелкой показано положение максимума на кривой распределения полного давления. $M_\infty = 2,5$.

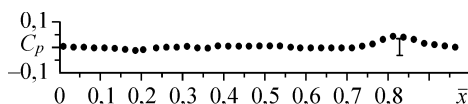


Рис. 4. Типичное распределение коэффициента статического давления по длине пластины. $M_\infty = 4$.

гичной величины, определенной по $P_0'_{\max}$. Однако в целом это отличие представляется приемлемым, если иметь в виду, что сравниваемые величины, полученные разными методами, не вполне адекватны друг другу [6].

Что касается чисел Маха $M_\infty = 5$ и 6 , то точное значение температуры стенки неизвестно. Ясно лишь, что, поскольку методика проведения измерений оставалась той же, температура стенки T_w должна быть несколько ниже ее адиабатического значения T_e . Это означает, что указанные измерения также выполнены в условиях слабонеравновесного теплопереноса. В дополнение к этому отметим, что в подобных условиях [6] не обнаружено существенного влияния T_w на положение перехода, что может служить смягчающим фактором.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 в виде зависимости $C_p = f(\bar{x})$, где $C_p = (P_i - P_\infty)/q_\infty$ — коэффициент давления в i -й точке на поверхности модели, а $\bar{x} = x/L$ — относительная продольная координата, приведен пример распределения статического давления вдоль оси x при $M_\infty = 4$. Средняя квадратическая погрешность измерений, характеризующаяся величиной $\pm 3\sigma C_p$ (при доверительной вероятности 99%), показана здесь вертикальным отрезком. В целом приведенная зависимость не содержит ничего необычного и свидетельствует о безградиентном характере течения на большей части пластины. Лишь в окрестности задней кромки модели имеет место локальный максимум давления, вызванный неравномерностью поля внешнего течения, величина которого практически находится в пределах погрешности измерений.

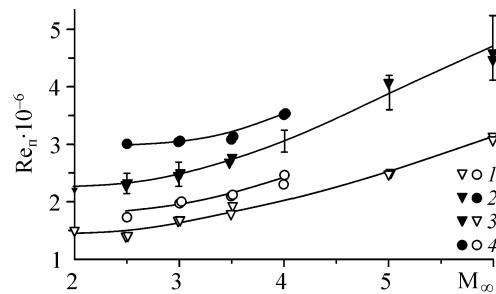
Для установления зависимости положения перехода пограничного слоя от числа Маха важно исключить влияние основных определяющих параметров. Это влияние, по крайней мере для конкретной аэродинамической трубы, может быть вызвано, в частности, непостоянством единичного числа Рейнольдса. В этой связи на рис. 5 в виде зависимости $Re_\Pi = f(M_\infty)$ представлены данные, характеризующие положение начала (1) и конца (2) области перехода при двух значениях единичного числа Рейнольдса $(U/v)_\infty = 11 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ (3) и $16 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ (4) в достаточно широком диапазоне изменения числа M_∞ . Удвоенные значения среднеквадратической погрешности измерения числа Re_Π^k для случая $(U/v)_\infty = 11 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$, определенные по методу малого параметра, показаны вертикальными линиями. Для получения указанной погрешности окончательное выражение числа Рейнольдса перехода

$$Re_\Pi^k = 0,458 \cdot 10^6 P_\infty M_\infty x_\Pi^k \left(\frac{T+124}{T^2} \right)$$

записывалось в приращениях, и путем суммирования (по модулю) ошибок, входящих в составляющие этого выражения, в конечном итоге находилась суммарная погрешность величины Re_Π^k .

Можно видеть практически непрерывный рост числа Рейнольдса,

Рис. 5. Числа Рейнольдса, определенные по положению начала (1) и конца (2) области перехода при $(U/v)_\infty = 11 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ (3) и $16 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ (4).



определенного как по началу, так и концу области перехода по мере возрастания числа M_∞ . Хотя отмеченная тенденция находится в полном соответствии с данными многих экспериментальных исследований [6, 17, 18] и др., выполненных в разных условиях, отмеченный результат не вполне коррелирует с линейной теорией устойчивости, согласно которой при $M_\infty \approx 3,5$ имеет место минимум зависимости $Re_{кр} = f(M_\infty)$ [19]. Отмеченный факт можно объяснить конечностью притупления передней кромки пластины. Не случайно анализируемые в работе [3] данные экспериментов других авторов при $b = 0$ ясно указывают на наличие отмеченного минимума и демонстрируют существенно более интенсивный рост числа Re_Π с ростом M_∞ при увеличении толщины передней кромки. Действительно, важнейшим параметром, не связанным с поперечными размерами аэродинамической трубы, но в значительной степени влияющим на положение перехода, является притупление передней кромки модели. Следуя [6], совместное влияние притупления передней кромки b и угла заострения пластины θ при $M_\infty = 3$ и $(U/v)_\infty = \text{const}$ можно описать на основе простого уравнения

$$(Re_\Pi^k)_{\theta, b} = (Re_\Pi^k)_{\theta=0, b=0} + f(Re_b, \theta), \quad (2)$$

откуда, используя экспериментальные данные, получается следующее эмпирическое соотношение:

$$(Re_\Pi^k)_{\theta, b} = (Re_\Pi^k)_{\theta=0, b=0} + 160 Re_b + 36500\theta + 55 Re_b \theta. \quad (3)$$

Предположим, что темп изменения числа Рейнольдса перехода при $\theta \rightarrow 0$ в нашем случае имеет аналогичный характер. Основания для этого есть, поскольку, как отмечалось выше, данная функция не зависит от конструкции аэродинамической трубы. В рамках указанного допущения можно найти величину $(Re_\Pi^k)_{\theta=0}$ и, пользуясь уравнением (3), оценить значения $(Re_\Pi^k)_{\theta, b}$ для условий настоящего эксперимента, которые приведены в таблице. Видно, что результаты расчета по эмпирической формуле отличаются от результатов прямых измерений не более, чем на 8 %.

Справедливости ради, необходимо отметить, что в некоторых работах [20, 16] причина различия расчета и эксперимента усматривается не столько в наличии притупления кромки, сколько в некорректности использования числа Re_Π , вычисленного по расстоянию от передней кромки пластины. В этом случае предлагается использовать эффективное начало развития пограничного слоя x_{ϕ} в качестве линейного размера для вычисления Re_Π . Ясно, что такой подход требует дополнительной информации о характеристиках пограничного слоя.

Наибольший интерес представляет вопрос о систематизации и обобщении экспериментальных данных по переходу, полученных в различных аэродинамических трубах. В основополагающей работе [5] и других показано, что даже при соблюдении равенства прочих параметров, число Рейнольдса перехода зависит также от размеров рабочей части геометрически подобных аэродинамических

Таблица

$(U/v)_\infty \cdot 10^{-6}, \text{ м}^{-1}$	$(Re_\Pi^k)_{\text{эксп}} \cdot 10^{-6}$	$(Re_\Pi^k) \cdot 10^{-6}$ (ур. (3))
11	2,47	2,669
16	3,05	3,300

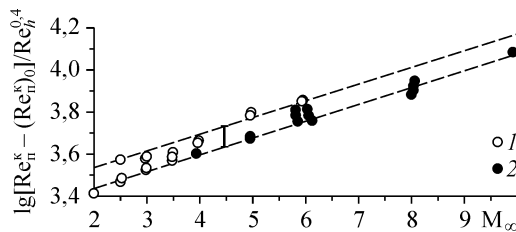
труб. Авторы объяснили этот эффект масштабом возмущений, который пропорционален поперечным размерам самой установки, — факт, нашедший свое подтверждение в ряде других работ (см., например, [7]). При этом ситуация в значительной степени осложняется тем, что этот процесс зависит также от спектрального состава возмущений [21], преобладающими из которых являются возмущения, реализующиеся в турбулентном пограничном слое на стенках рабочей части труб. Такой информации в распоряжении экспериментатора, как правило, нет. К сожалению, ее не было и в нашем распоряжении. В некоторых случаях [7] и позднее [22, 8] отсутствие указанной информации удалось удачно обойти за счет введения корреляционного параметра, основанного на предположении о том, что масштаб возмущений пропорционален толщине вытеснения пограничного слоя δ^* на стенке рабочей части трубы. Все это позволило представить результаты измерений числа Рейнольдса перехода в нескольких аэродинамических трубах в виде, не зависящем от единичного числа Рейнольдса. Ясно, однако, что в этом случае необходима дополнительная информация о профилях скорости на стенках рабочей части аэродинамической трубы, требующих достаточно трудоемких измерений.

Учитывая вышеизложенное, представляется целесообразным обобщить экспериментальные данные в более простом и доступном для практического использования виде, не требующем дополнительных измерений. Такая попытка предпринята на рис. 6, на котором представлена зависимость $\lg \left[\left(\text{Re}_n^k \right) - \left(\text{Re}_n^k \right)_0 \right] / \text{Re}_h^{0,4} = f(M_\infty)$, где $\left(\text{Re}_n^k \right)_0$ — число Рейнольдса, определенное по концу области перехода пограничного слоя для случая острой передней кромки плоской пластины, а Re_h — число Рейнольдса, вычисленное по поперечному размеру рабочей части трубы. Здесь величина $\left(\text{Re}_n^k \right)_0$, равная $1,5 \cdot 10^6$, получена как результат экстраполяции зависимости $\left(\text{Re}_n^k \right) = f(\text{Re}_b)$ к нулевой толщине b_0 передней кромки пластины. Определение указанной величины оказалось возможным благодаря полученным авторами данным, в том числе раньше, как результат вариации числа Re_1 .

По существу такой подход исходит из ранней работы [23], в которой на основе качественного анализа, основанного на эмпирической теории турбулентных пятен Эммонса, показано, что число Re_n должно быть пропорционально числу Рейнольдса, вычисленному по размеру рабочей части трубы в степени 0,4.

Как видно, результаты измерений перехода пограничного слоя на плоской пластине, полученные в отличающихся по размерам аэродинамических трубах 1 и 2, обобщаются в широком диапазоне чисел M_∞ с разбросом, не превышающим 20 % (вертикальная линия). Представляется, что такой разброс, по-видимому, можно считать удовлетворительным, а аппроксимацию обобщенных данных достаточной, по крайней мере, для инженерных приложений. К сожалению, отсутствие необходимой информации, в частности, о характеристиках установок, не позволило пополнить эту зависимость другими литературными данными, несмотря на большое количество публикаций.

Рис. 6. Обобщение экспериментальных данных по концу области перехода.
1 — настоящая работа, 2 — экспериментальные данные [23].



Следует, однако, заметить, что указанное обобщение имеет существенное ограничение. Оно справедливо лишь для геометрически подобных аэродинамических труб, у которых имеет место подобие не только рабочих частей, но и всего газодинамического тракта, поскольку именно конструкция в целом, а не только отдельные ее элементы, обуславливает генерацию шума на стенках трубы. В случае, когда подобия рабочих частей не наблюдается, но подводящий газодинамический тракт сходен, более строгим, на наш взгляд, параметром является число Рейнольдса, вычисленное не по поперечному размеру рабочей части трубы, а по эквивалентному диаметру $D_{\text{экв}} = P/\pi$, где P — периметр, а $\pi = 3,14$. В этом случае представленное обобщение вполне может быть справедливым и для данных, полученных в трубах неквадратного поперечного сечения.

ВЫВОДЫ

Выполнена серия экспериментальных исследований, направленных на изучение перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное на плоской пластине при нулевом угле атаки в диапазоне чисел Маха $M_{\infty} = 2-6$. Полученные данные позволяют сделать следующие выводы:

- числа Рейнольдса перехода Re_{Π}^k в исследованном диапазоне чисел M_{∞} и заданной толщине передней кромки пластины возрастают при $(U/v)_{\infty} = \text{const}$ примерно в два раза. В этом смысле полученные данные не содержат ничего неожиданного и в принципе отражают те закономерности, которые отмечались в литературе при варьируемых значениях числа M_{∞} , толщины передней кромки и единичного числа Рейнольдса,

- результаты измерений конца области перехода обобщаются простой и доступной для практического использования зависимостью, не требующей дополнительных измерений, которая справедлива в широком диапазоне чисел M_{∞} в геометрически подобных аэродинамических трубах и с погрешностью, не превышающей 20 %, может быть использована для оценки положения переходной области,

- для проверки корректности представленной зависимости и установления возможных ограничений и пределов ее применимости необходимы дополнительные данные с вариацией других определяющих параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Боровой В.Я.** Влияние “единичного” числа Рейнольдса на результаты измерений аэродинамических и тепловых характеристик тел в аэродинамических трубах // Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1374. С. 152–165.
2. **Deem R.E., Murphy J.S.** Flat plate boundary layer transition at hypersonic speeds // AIAA Paper. 1965. No. 65–128.
3. **Hanner O.M., Jr, Schmitt D.A.** A review of boundary-layer transition with emphasis upon space shuttle design consideration // Paper ASME. 1970. No. 70-HT/SpT-18. 15 p.
4. **Softley E.J.** Boundary layer transition on hypersonic blunt slender cones // AIAA Paper. 1969. No. 69–705.
5. **Пейт, Шулер.** Влияние излучения аэродинамического шума на переход пограничного слоя в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах // ПТК. 1969. Т. 7, № 3. С. 80–89.
6. **Potter J.L., Whitfield J.D.** Effects of slight bluntness and roughness on boundary-layer transition in supersonic flows // J. of Fl. Mech. 1962. Vol. 12, Pt. 4. P. 501–535.
7. **Черных В.В.** Исследование характеристик турбулентного потока и перехода в пограничном слое при сверхзвуковых скоростях // Автореф. дис.... канд. техн. наук. ИТПМ СО АН СССР, 1973.
8. **Харитонов А.М.** Влияние возмущений потока на переход сверхзвукового ламинарного пограничного слоя в турбулентный / Отв. редактор Н.Н. Яненко. М.: Наука, 1976. С. 153–164.
9. **Laufer J.** Aerodynamic noise in supersonic wind tunnels // J. of the Aero. Sci. 1961. Vol. 28, No. 9. P. 685–692.

10. **Morkovin M.V.** On transition experiments at moderate supersonic speeds // J. of the Aero. Sci. 1957. Vol. 24, No. 7. P. 480–486.
11. **Корнилов В.И., Левченко В.Я., Харитонов А.М.** Исследование перехода пограничного слоя на крыловом профиле при сверхзвуковых скоростях // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1971. № 3, Вып. 1. С. 16–17.
12. **Калинина С.В., Корнилов В.И.** Влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на переход пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях // ЖПМТФ. 1973. № 1. С. 159–163.
13. **Nagamatsu H.T., Graber B.C., Sheer R.E., Jr.** Roughness, bluntness and angle-of attack effects on hypersonic boundary-layer transition // J. of Fl. Mech. 1966. Vol. 24, Pt. 1. P. 1–31.
14. **Braslow A.L.** Analysis of boundary-layer transition on X-15-2 research airplane // NASA Techn. Note. 1966, D-3487.
15. **Hairson D.E.** Survey and evaluation of current boundary-layer transition prediction techniques // AIAA Paper. 1971. No. 71–985.
16. **Lebiga V.A.** Boundary layer transition and reversal phenomenon at high flow velocities // Proc. 4th Pacific Inter. Conf. on Aerospace Science and Technology (PICAST4): Kaohsiung UP.: Kaohsiung, Taiwan. 2001. P. 61–66.
17. **Jillie D.W., Hopkins E.J.** Effects of Mach number, leading-edge bluntness and sweep on boundary-layer transition on a flat plate // NASA Techn. Note. 1961, D-1071. P. 1–33.
18. **Owen F.K.** Transition experiments on a flat plate at subsonic and supersonic speeds // AIAA Paper. 1969. No. 69–9. 18 p.
19. **Яненко Н.Н., Гапонов С.А.** Инвариантные критерии устойчивости течений сжимаемой жидкости // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259, № 5. С. 1056–1059.
20. **Evvard G.C.** Transition studies on blunted bodies at supersonic speeds // IX Congres International de Mecanique Appliquee, 1957. 1959. Vol. IV. P. 94–102.
21. **Reshotko E.** Stability theory as a guide to the evaluation of transition data // AIAA J. 1969. Vol. 7, No. 6. P. 1086–1091.
22. **Корнилов В.И., Харитонов А.М.** Экспериментальное исследование сжимаемого пограничного слоя вблизи линии пересечения двух пластин, образующих прямой угол // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1974. № 8. Вып. 2. С. 42–47.
23. **Nagel A.L.** Analysis of the unit Reynolds number effect in hypersonic flat plate boundary layer transition // Proc. of the 1968 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford. Stanford, USA, 1968. P. 51–65.

Статья поступила в редакцию 12 февраля 2009 г.