

УДК 533.6.011.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА ЗАТУПЛЕННОМ КОНУСЕ

Е. А. Александрова^{*,**}, А. В. Новиков^{*,**},
С. В. Утюжников^{**,***}, А. В. Федоров^{*,**}

* Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского,
140180 Жуковский

** Московский физико-технический институт (государственный университет),
141700 Долгопрудный

*** Университет г. Манчестера, M13 9PL Манчестер, Великобритания
E-mails: miptjane@gmail.com, AndrewNovikov@yandex.ru,
s.utyuzhnikov@manchester.ac.uk, fedorov@falt.ru

Представлены результаты экспериментального исследования ламинарно-турбулентного перехода при гиперзвуковом обтекании конусов с различными радиусами затупления под нулевым углом атаки при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 6$ в диапазоне значений единичного числа Рейнольдса $Re_{\infty,1} = 5,79 \cdot 10^6 \div 5,66 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Изучены режимы обтекания, при которых возможно возникновение реверса ламинарно-турбулентного перехода (уменьшение длины ламинарного участка с увеличением радиуса затупления). С помощью люминесцентных покрытий получены распределения теплового потока по поверхности модели. С использованием полей теплового потока проведен анализ линий начала перехода в пограничном слое. Определено критическое число Рейнольдса $Re_{\infty,R} \approx 1,3 \cdot 10^5$, начиная с которого ламинарно-турбулентный переход существенно зависит от неконтролируемых возмущений, таких как шероховатость носка модели. При этом в закритических режимах в большинстве случаев линия начала перехода сдвигается к носку модели (реверс перехода). Проведено сравнение полученных результатов с известными результатами экспериментов.

Ключевые слова: ламинарно-турбулентный переход, гиперзвуковые течения, затупленный конус, реверс ламинарно-турбулентного перехода, “парадокс затупленного тела”, эксперимент.

Введение. Предсказание положения ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое на поверхности гиперзвукового летательного аппарата (ГЛА) является необходимым условием при проектировании систем тепловой защиты, поскольку тепловые потоки в турбулентном пограничном слое в несколько раз больше, чем в ламинарном. Состояние пограничного слоя существенно влияет на эффективность работы механизмов управления. При использовании ГЛА, имеющих хорошие аэродинамические свойства, вязкое

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 12-01-31304 мол.а) и в рамках гранта Правительства РФ согласно постановлению № 220 “О мерах по привлечению ведущих ученых в российские образовательные учреждения высшего профессионального образования” (договор № 11G34.31.0072).

© Александрова Е. А., Новиков А. В., Утюжников С. В., Федоров А. В., 2014

трение составляет более 30 % общего сопротивления. Поэтому смещение линии перехода вниз по потоку приводит к значительному уменьшению сопротивления летательного аппарата, что особенно важно для круизных ГЛА, совершающих полет в течение длительного промежутка времени. Увеличение радиуса затупления элементов ГЛА приводит к существенному затягиванию ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое [1]. Однако начиная с определенного радиуса затупления длина ламинарного участка вновь уменьшается (диапазон таких радиусов часто называется диапазоном больших радиусов). Данное явление, известное как реверс перехода на затупленных телах [2], называется также “парадоксом затупленного тела” [3]. Физические механизмы, обуславливающие реверс перехода, до сих пор не установлены. Задержку перехода при малых радиусах затупления можно объяснить уменьшением локальных чисел Рейнольдса. Этот эффект предсказывает линейная теория устойчивости [4–6]. Однако при относительно больших радиусах затупления линейная теория не моделирует реверс перехода. Согласно e^N -методу с увеличением радиуса затупления зона перехода должна монотонно сдвигаться вниз по потоку.

В настоящее время существует несколько предположений о причинах возникновения реверса перехода: влияние области поглощения энтропийного слоя на развитие возмущений в пограничном слое [7, 8], локальное изменение угла атаки вследствие прохождения вихрей через отошедшую ударную волну [9], влияние шероховатости носка модели [10, 11], восприимчивость пограничного слоя к возмущениям набегающего потока [7, 11], влияние температурного фактора и др. Однако эти предположения подтверждаются только косвенно.

Анализ результатов экспериментов показал, что систематизированных данных о реверсе перехода на затупленных конусах при нулевом угле атаки крайне мало. Например, в обзоре [2] указано, что существует лишь несколько работ, в которых реверс наблюдался экспериментально [11–13]. В остальных экспериментах реверс не был получен вследствие малости радиусов затупления модели. Для описания прямого и обратного движения точки перехода в работах [10, 14] представлены данные, полученные для различных моделей в разных аэродинамических трубах, а также результаты летных экспериментов.

Следует отметить, что в указанных выше экспериментах измерения проводились вдоль фиксированной образующей конуса. Однако границы зоны перехода, как правило, неоднородны в окружном направлении, что может быть обусловлено неровностями обтекаемой поверхности, возмущениями набегающего потока, малыми углами атаки модели и другими не контролируемыми в эксперименте факторами. В настоящей работе используется метод термочувствительных покрытий [15], который позволяет получить распределения тепловых потоков на видимой поверхности конуса и для каждого пуска аэродинамической трубы определить границы зоны перехода. Эксперименты выполнены для острого и затупленных конусов при нулевом угле атаки и числе Маха набегающего потока $M_\infty = 6$ в диапазоне значений единичного числа Рейнольдса $Re_{\infty,1} = 5,79 \cdot 10^6 \div 5,66 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Исследовался “естественный” ламинарно-турбулентный переход, вызванный неконтролируемыми возмущениями набегающего потока. Проведено сравнение полученных результатов с данными работы [12].

Экспериментальное оборудование. Эксперименты проведены в ударной аэродинамической трубе Центрального аэрогидродинамического института УТ-1М, которая работает по схеме Людвига. Труба УТ-1М оборудована несколькими профилированными сверхзвуковыми соплами, которым соответствуют различные числа Маха. В настоящей работе использовалось сопло для $M_\infty = 6$ с диаметром выходного сечения $D = 300 \text{ мм}$. Полное давление задавалось в диапазоне $(1,0 \div 9,8) \cdot 10^6 \text{ Па}$, температура торможения составляла $577 \div 603 \text{ К}$, единичное число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного набегающего потока, равно $Re_{\infty,1} = 5,79 \cdot 10^6 \div 5,66 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Температурный

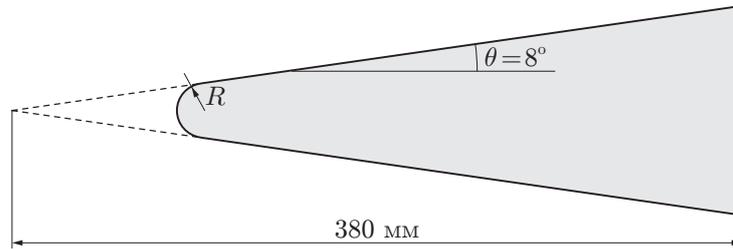


Рис. 1. Конфигурация модели

фактор (отношение температуры поверхности модели T_w к температуре торможения T_0) приблизительно равен 0,49. Время существования стабильного потока составляло около 40 мс.

Модель. Конфигурация исследуемой модели показана на рис. 1. Модель конуса длиной 380 мм (с острым носком) и полууглом раствора $\theta = 8^\circ$ оборудована набором сменных передних насадок. Использовались носовые части со следующими радиусами затупления: $R < 0,01$ мм (острая), $R = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0; 5,0; 6,0; 7,0; 8,0; 10,0; 12,0; 14,0$ мм. Основная часть конуса изготовлена из композитного материала АГ-4, насадки с радиусами затупления $R < 0,01$ мм и $R = 0,5$ мм выполнены из стали, остальные — из материала АГ-4. Модель устанавливалась на державке под номинально нулевым углом атаки $\alpha = 0^\circ \pm 6'$.

Предварительно поверхность конуса покрывалась белым экранирующим покрытием толщиной $50 \div 60$ мкм. Теплоизолирующие свойства покрытия выбирались близкими к соответствующим свойствам материала модели, что позволяло минимизировать влияние экранирующего слоя на результаты измерений теплового потока. После полного высыхания экранирующего покрытия на исследуемую поверхность с помощью пульверизатора наносился слой термокраски (люминесцентного преобразователя температуры (ЛПТ)). Толщина высохшего слоя ЛПТ составляла $3 \div 5$ мкм.

Методика эксперимента. В данной работе использовался двухкомпонентный ЛПТ, чтобы компенсировать эффекты, обусловленные смещением модели под действием аэродинамических нагрузок. Незначительные смещения модели приводят к существенному изменению интенсивности возбуждающего светового потока на поверхности модели между изображениями в потоке и без потока. Двухкомпонентный ЛПТ содержит два люминофора: активный люминофор имеет температурную чувствительность $3 \div 5 \text{ \%}/^\circ\text{C}$, референсный люминофор нечувствителен к температуре и используется для попиксельной коррекции изменения интенсивности возбуждающего светового потока. Оба люминофора одновременно возбуждаются одним источником света (импульсной ультрафиолетовой лампой), но излучают свет в разных спектральных диапазонах. Это позволяет разделить световые потоки с помощью оптических фильтров.

Изображения активного и референсного компонентов светового потока фиксировались одновременно с помощью двух камер с разрешением 1360×1024 пикселя. Разделение люминесценции компонентов осуществлялось с помощью стеклянных фильтров, установленных перед объективами камер: красного для активного компонента и синего для референсного. Камеры оснащены электронными затворами, синхронизованными со вспышкой ламп, что позволяло проводить регистрацию изображений при наличии внешнего освещения. За один пуск оба изображения регистрировались дважды: непосредственно перед пуском трубы при известной температуре поверхности (изображение без потока) и через 40 мс после запуска потока (изображение в потоке). По этим четырем изображениям с использованием калибровочной характеристики ЛПТ определялось распределение температуры. Калибровка выполнялась на лабораторном калибровочном стенде. Для этого использовался образец ЛПТ, изготовленный при подготовке модели. Распределение теплового потока

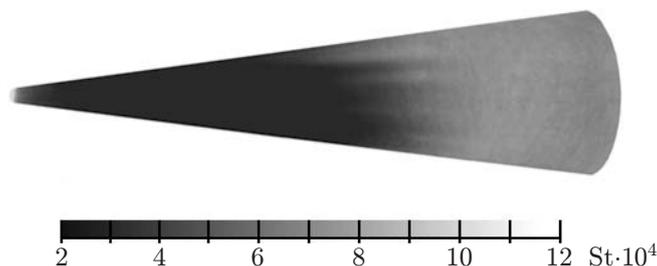


Рис. 2. Распределение числа Стэнтона на видимой поверхности конуса с радиусом закругления $R = 5$ мм

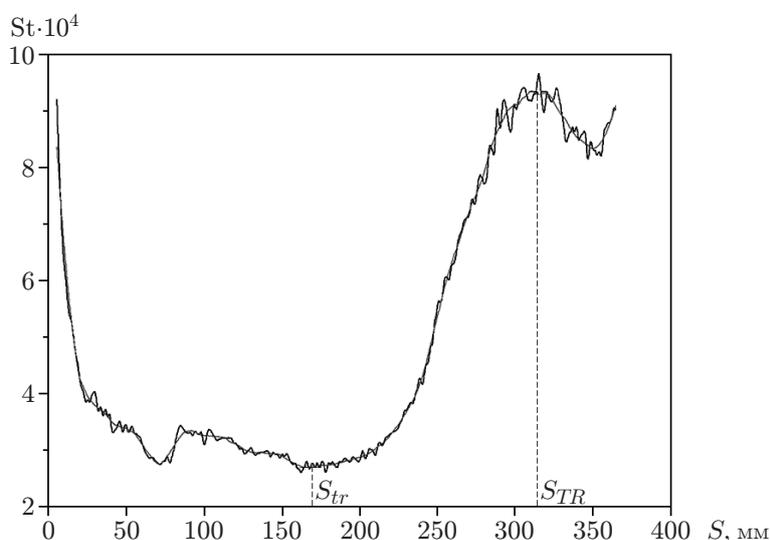


Рис. 3. Распределение числа Стэнтона для конуса с радиусом закругления $R = 3$ мм ($M_\infty = 6$)

вычислялось по распределению температуры с использованием решения одномерного уравнения теплопроводности. Окончательные результаты представлены в виде распределений числа Стэнтона (коэффициента теплообмена) на видимой поверхности модели [15].

Результаты экспериментов. На рис. 2 представлено характерное распределение числа Стэнтона

$$St = \frac{q}{\rho_\infty U_\infty (i_0 - i_w)},$$

где i_0, i_w — соответственно энтальпия торможения газа и энтальпия газа при температуре, равной температуре стенки, на видимой половине конуса. По таким распределениям можно определить положение зоны ламинарно-турбулентного перехода, а также найти координаты точек, соответствующих началу и концу зоны перехода вдоль различных образующих конуса. Предполагалось, что точка начала зоны перехода S_{tr} соответствует локальному минимуму зависимости $St(S)$, а точка конца перехода S_{TR} — локальному максимуму (S — расстояние от носка модели до точки начала зоны перехода вдоль образующей конуса). На рис. 3 показаны точки начала и конца зоны перехода на модели с радиусом закругления $R = 3$ мм.

Из рис. 2 следует, что распределение теплового потока существенно неоднородно в окружном направлении. По-видимому, это обусловлено наличием шероховатости и царапин на носке конуса, а также микрощелей между носком и основной частью модели. Опре-

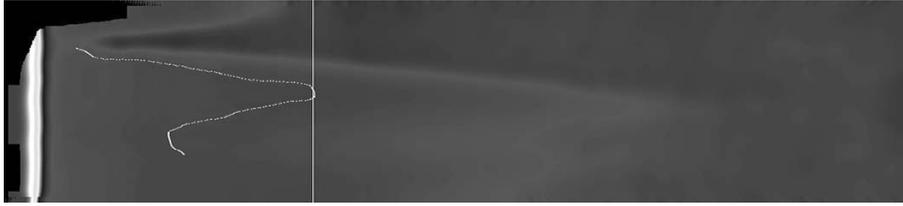


Рис. 4. Поле чисел Стэнтона и линия начала перехода (белая линия) на развертке конуса (вертикальная белая линия — итоговое выбранное положение начала перехода)

деление положения зоны перехода путем осреднения полей числа Стэнтона по окружной координате не позволяет получить представление об особенностях перехода в конкретном случае. Поэтому поля числа Стэнтона анализируются без осреднения. В каждом продольном сечении имеется точка, соответствующая минимуму функции $St(S)$, по совокупности таких точек строится линия начала перехода. При этом рассматривается только центральная область конуса, чтобы исключить возможное влияние погрешностей на краях видимой области. Линия перехода, полученная с помощью описанного метода, показана на рис. 4 (белая линия). Эта линия не является гладкой, как в идеальном случае обтекания гладкого конуса под нулевым углом атаки. Используя такое распределение, сложно выбрать конкретное положение линии перехода.

В настоящей работе положение перехода определялось по группам точек, соответствующим ламинарным участкам, имеющим наибольшую протяженность. Рассматривались данные, полученные вдоль образующих с различными окружными координатами, и выбиралась группа точек начала зоны перехода, попадающих в диапазон значений от $0,95S_{tr,max}$ до $S_{tr,max}$. Путем осреднения значений S_{tr} по этой группе точек вычислялось итоговое значение S_{tr} . Такой выбор данных соответствует наиболее “чистым” условиям, при которых минимизируется влияние неконтролируемых внешних факторов и турбулентных клиньев, индуцированных шероховатостью носка.

На рис. 5 полученные описанным выше способом точки начала зоны перехода представлены в виде зависимости числа Рейнольдса начала перехода $Re_{\infty,S_{tr}} = Re_{\infty,1} S_{tr}$ от числа Рейнольдса $Re_{\infty,R} = Re_{\infty,1} R$, рассчитанного по радиусу затупления. Видно, что при увеличении $Re_{\infty,R}$ число Рейнольдса начала перехода быстро увеличивается, а затем, начиная с критического значения $Re_{\infty,R} \approx 1,3 \cdot 10^5$, наблюдается большой разброс данных. В закритической области группы точек, соответствующих радиусам затупления $R = 3, 4, 5, 12, 14$ мм, указывают на наличие реверса числа Рейнольдса перехода: для каждой группы точек $Re_{\infty,S_{tr}}$ уменьшается с увеличением $Re_{\infty,R}$. Группы точек, соответствующие относительно большим значениям R , сдвинуты вправо. Такое расслоение обусловлено зависимостью числа Рейнольдса перехода от единичного числа Рейнольдса. Значительный разброс точек показывает, что положение зоны перехода существенно зависит от неконтролируемых возмущений, таких как шероховатость носка, шум набегающего потока, отклонения температуры и давления потока от измеряемых значений, угол атаки модели.

На рис. 6–11 представлены распределения числа Стэнтона на развертке видимой половины конуса, причем каждой развертке соответствует точка на графике зависимости $Re_{\infty,S_{tr}}(Re_{\infty,R})$. Хорошо видны максимумы коэффициента теплового потока, турбулентные клинья и другие неоднородности области перехода в окружном направлении, что позволяет судить о пространственных особенностях обтекания видимой части модели. Заметим, что данные особенности не выявляются традиционными методами, в которых измерения проводятся вдоль фиксированной образующей конуса.

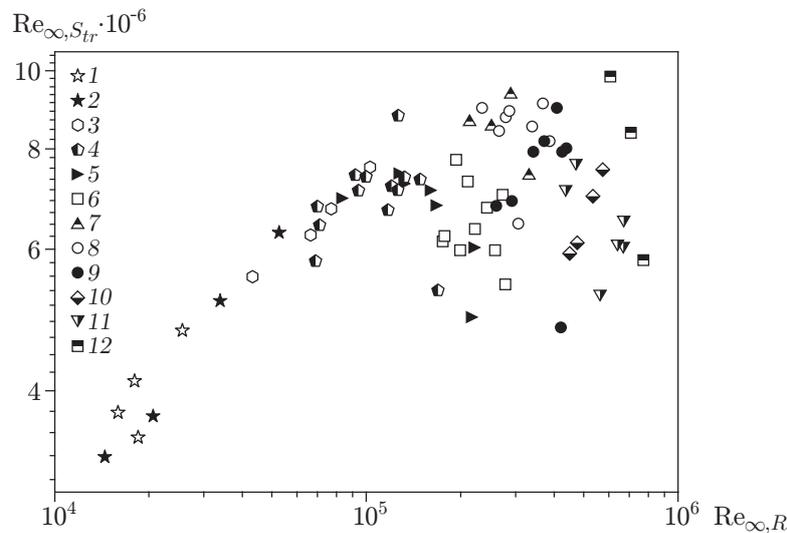


Рис. 5. Зависимость числа Рейнольдса начала перехода $Re_{\infty, S_{tr}}$ от числа Рейнольдса $Re_{\infty, R}$, рассчитанного по радиусу затупления:

1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм

Для зависимости $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (см. рис. 5) можно выделить две характерные области: область монотонного роста $Re_{\infty, S_{tr}}$, которой соответствуют точки, лежащие в окрестности верхней огибающей, и область реверса, которой соответствуют точки, лежащие ниже этой огибающей в закритическом диапазоне $Re_{\infty, R} > 1,3 \cdot 10^5$.

Пуски при малых радиусах затупления $R = 0,5; 1,0$ мм (точки 1, 2 на рис. 8,б) попадают в область монотонного роста $Re_{\infty, S_{tr}}$. При таких радиусах затупления зона перехода является слабонеоднородной по окружной координате и отсутствуют турбулентные клинья. Аналогичная картина наблюдается для пусков 2712, 2713, 2714, 2971, 2972, 2975 при $R = 3$ мм (точки 4 на рис. 7,б), 2718 при $R = 4$ (точки 5 на рис. 8,б), 2723, 2990, 2991 при $R = 6$ мм (точки 7 на рис. 8,б). Указанные точки ложатся на верхнюю огибающую, т. е. попадают в область монотонного роста $Re_{\infty, S_{tr}}$.

Для пусков при радиусе затупления $R = 7$ мм (точки 8 на рис. 9,б) на всех картинах распределения числа Стэнтона наблюдаются турбулентные клинья. Отметим, что эти клинья появляются в точках с одними и теми же значениями окружной координаты. По-видимому, причиной возникновения таких клиньев является наличие элементов шероховатости на поверхности носка конуса.

В случае пусков при радиусе затупления $R = 8$ мм (точки 9 на рис. 10,б) на картинах распределения числа Стэнтона (пуски 2724–2727) видны турбулентные клинья. Наличие клиньев в верхней части развертки, по-видимому, обусловлено шероховатостью носка, так как для пусков 2724–2726 они появляются в точках с одними и теми же значениями окружной координаты. В случае пуска 2724 наличие турбулентного клина в центре развертки может быть вызвано присутствием твердой частицы, налипшей на поверхность носка, или неконтролируемой неоднородностью набегающего потока. Пуск 2727 осуществлен после поворота модели вокруг оси симметрии по часовой стрелке на угол, равный 60° . Таким образом, турбулентный клин, обусловленный наличием указанной шероховатости, отсутствует. Однако в точках с одними и теми же значениями окружной координаты появляются другие неоднородности. Неоднородность области перехода для пусков 2992–2995

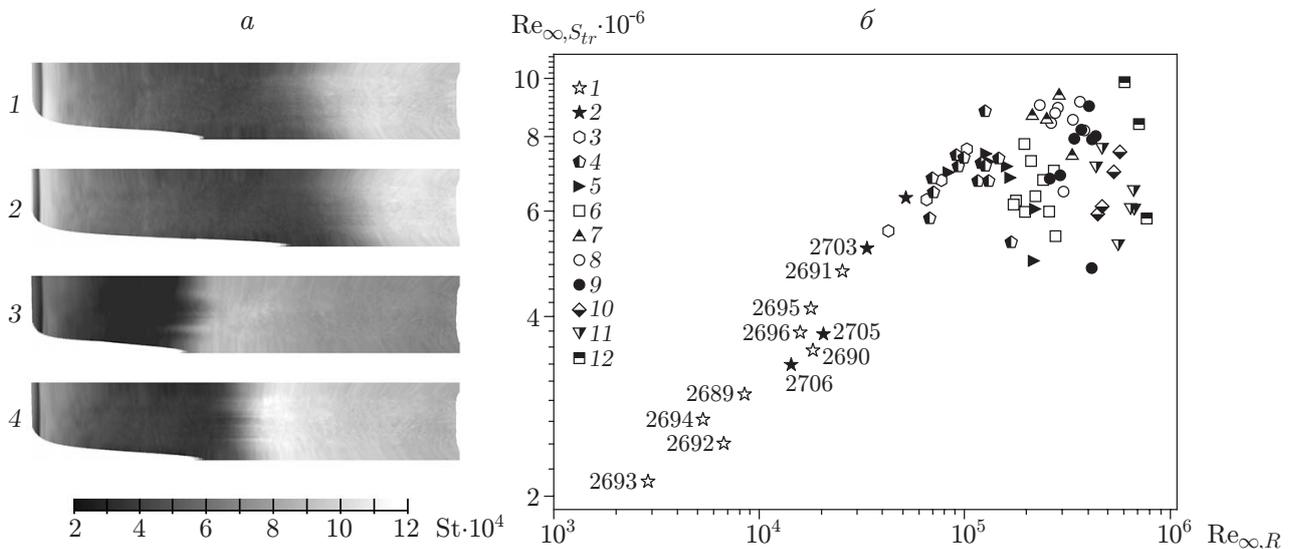


Рис. 6. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами за-
тупления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели (1 — $R = 0,5$ мм, пуск 2692, 2 — $R = 1$ мм, пуск 2706, 3 — $R = 0,5$ мм, пуск 2696, 4 — $R = 1$ мм, пуск 2703); *б* — зависимость $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

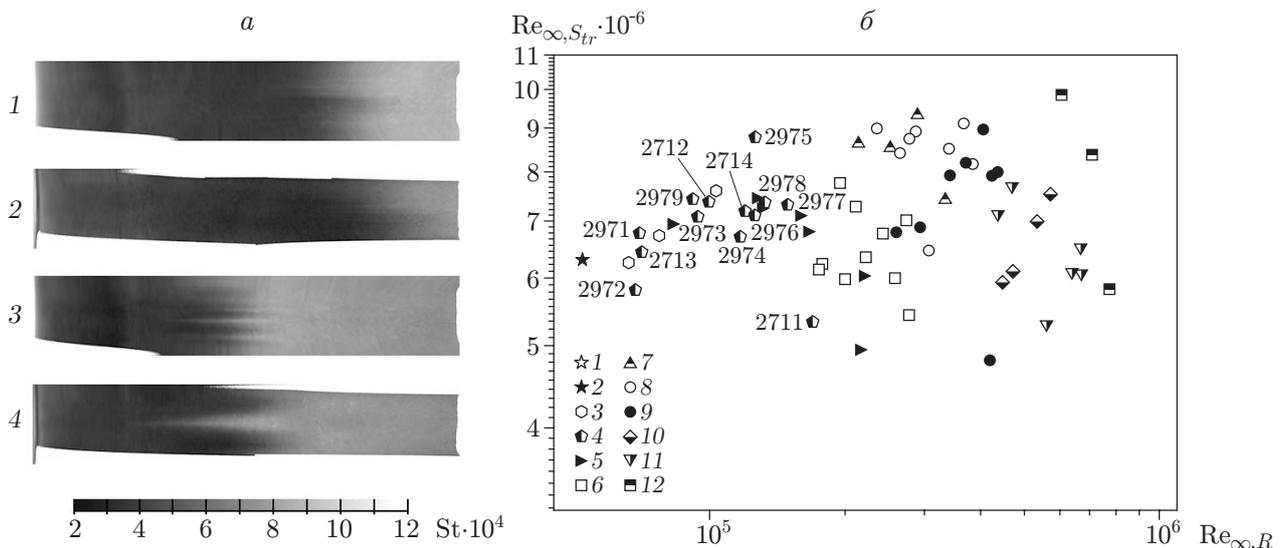


Рис. 7. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами за-
тупления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели с $R = 3$ мм (1 — пуск 2712, 2 — пуск 2979, 3 — пуск 2711, 4 — пуск 2977); *б* — зависимость $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

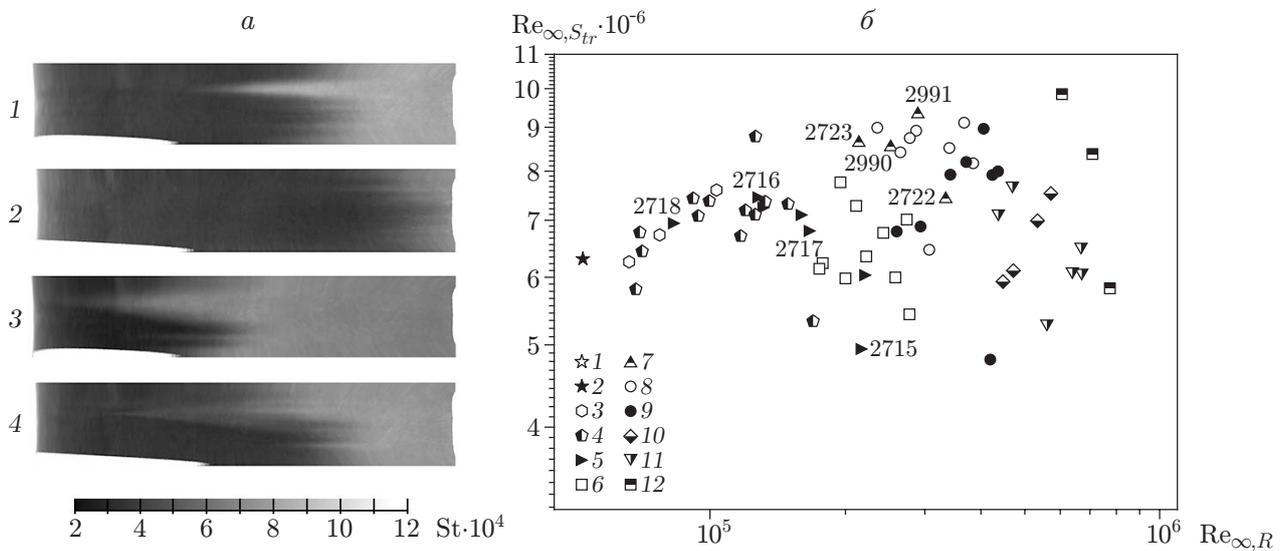


Рис. 8. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами закругления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели (1 — $R = 4$ мм, пуск 2717, 2 — $R = 6$ мм, пуск 2723, 3 — $R = 4$ мм, пуск 2715, 4 — $R = 6$ мм, пуск 2722); *б* — зависимость $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

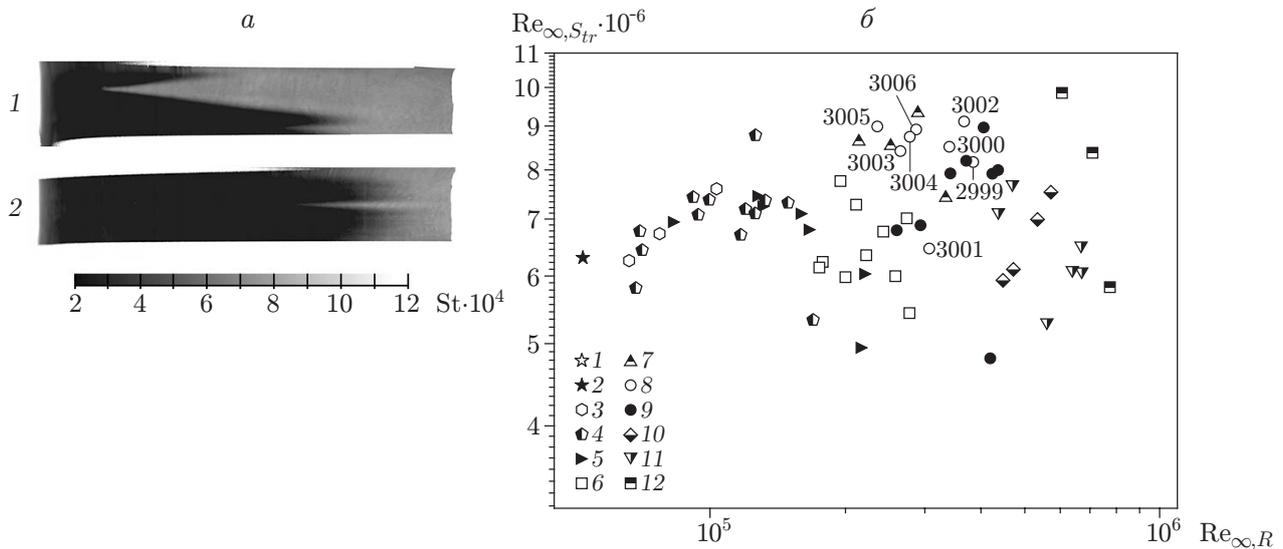


Рис. 9. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами закругления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели с $R = 7$ мм (1 — пуск 2999, 2 — пуск 3006); *б* — зависимость $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

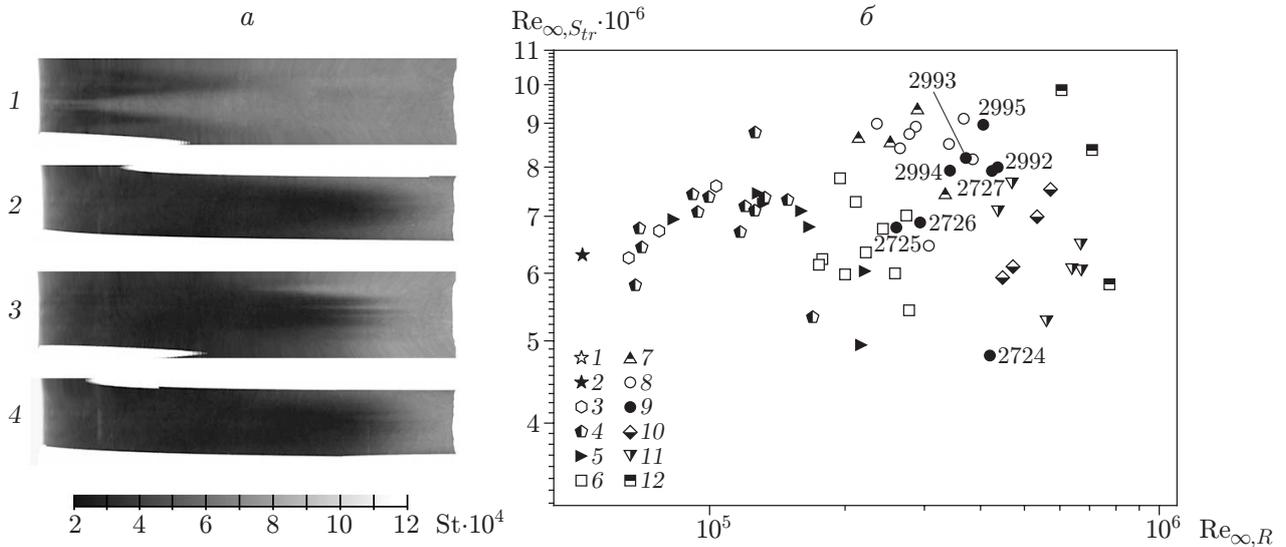


Рис. 10. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами затупления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели с $R = 8$ мм (1 — пуск 2724, 2 — пуск 2993, 3 — пуск 2727, 4 — пуск 2995); *б* — зависимость $Re_{\infty, S_{tr}}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

при $R = 8$ мм (точки 9 на рис. 10,б) предположительно обусловлена наличием небольшого угла атаки. В этих пусках отсутствуют турбулентные клинья. При $R = 8$ мм все точки начала зоны перехода попадают в область реверса и имеют сильный разброс.

Для радиусов затупления $R = 12$ мм (точки 11 на рис. 11,б) и $R = 14$ мм (точки 12) на всех картинах распределения числа Стэнтона видны турбулентные клинья. Указанные точки также попадают в область реверса перехода, причем с увеличением $Re_{\infty, R}$ значения $Re_{\infty, S_{tr}}$ резко уменьшаются.

Анализ распределений теплового потока для всех пусков (см. рис. 5) позволяет сделать вывод, что реверс числа Рейнольдса, соответствующего началу перехода, сопровождается сильным разбросом данных и в большинстве случаев обусловлен наличием турбулентных клиньев, индуцированных шероховатостью или другими локальными неоднородностями течения в окрестности носка модели. Точки, соответствующие пускам без турбулентных клиньев, попадают в область монотонного роста значений $Re_{\infty, S_{tr}}$ при увеличении $Re_{\infty, R}$. Заметим также, что турбулентные клинья наблюдаются в основном в закритических режимах при $Re_{\infty, R} > 1,3 \cdot 10^5$.

Таким образом, наличие реверса числа Рейнольдса перехода хорошо коррелирует с возникновением турбулентных клиньев, индуцированных, по-видимому, шероховатостью носка модели. Этот вывод согласуется с результатами экспериментов [11], в которых показано, что шероховатость затупленного носка конуса может вызвать ранний переход на конической части модели. В [11] в предположении, что реверс перехода обусловлен этим механизмом, полученные данные проанализированы с использованием параметров корреляции PANT (passive nosetip technology) [16], разработанной для предсказания перехода на затупленных носовых частях тел вращения. Согласно данным [16] переход происходит на носке модели (в окрестности звуковой точки) при определенной зависимости числа Рейнольдса перехода, вычисленного по толщине потери импульса δ , от высоты элемента шеро-

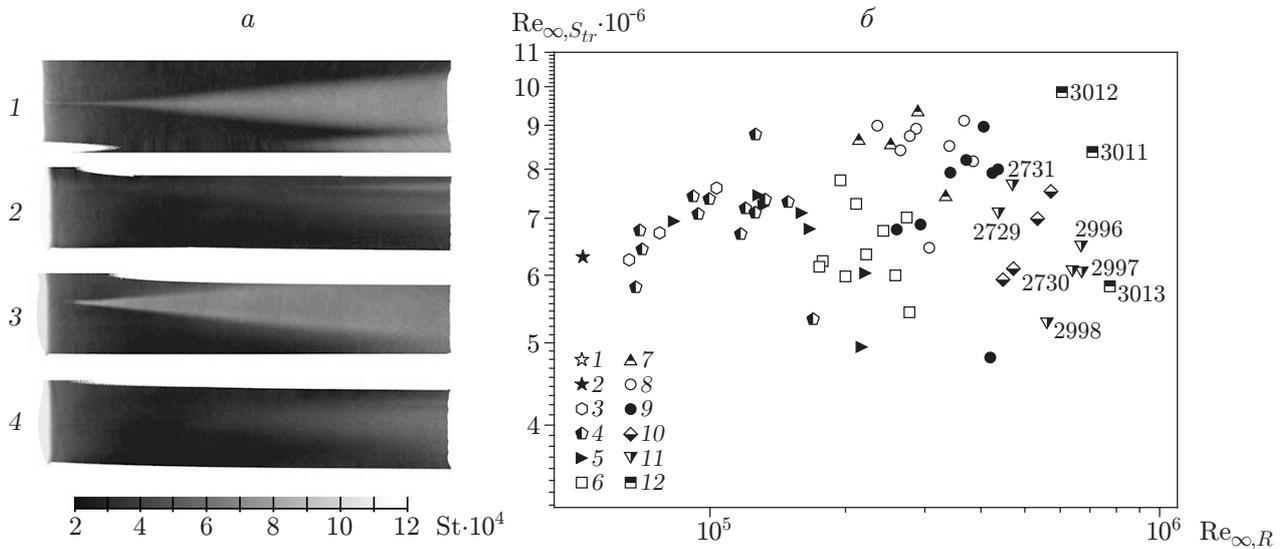


Рис. 11. Результаты экспериментов для моделей с различными радиусами затупления:

a — распределение числа Стэнтона на развертке видимой половины поверхности модели (1 — $R = 12$ мм, пуск 2729, 2 — $R = 14$ мм, пуск 3011, 3 — $R = 12$ мм, пуск 2996, 4 — $R = 14$ мм, пуск 3013); *б* — зависимость $Re_{\infty, Str}$ от $Re_{\infty, R}$ (1 — $R = 0,5$ мм, 2 — $R = 1$ мм, 3 — $R = 2$ мм, 4 — $R = 3$ мм, 5 — $R = 4$ мм, 6 — $R = 5$ мм, 7 — $R = 6$ мм, 8 — $R = 7$ мм, 9 — $R = 8$ мм, 10 — $R = 10$ мм, 11 — $R = 12$ мм, 12 — $R = 14$ мм)

ховатости носка k : $Re_{\delta} = fn[(T_e/T_w)(k/\delta)]$ (T_e/T_w — отношение температуры на внешней границе пограничного слоя к температуре поверхности модели; все параметры вычисляются в звуковой точке). Полученные в экспериментах [11] точки, соответствующие началу реверса перехода, расположены на аналогичной кривой $Re_{\delta} = 0,4fn[(T_e/T_w)(k/\delta)]$, сдвинутой приблизительно на 40 % вниз по оси Re_{δ} . Такая аналогия косвенно подтверждает предположение о том, что в экспериментах [11] реверс перехода обусловлен шероховатостью затупленного носка.

Сравнение результатов. Проведено сравнение полученной зависимости $Re_{\infty, Str}$ от $Re_{\infty, R}$ (см. рис. 5) с данными [12] для острого и затупленных конусов (рис. 12). В проведенных экспериментах некоторые параметры отличаются от соответствующих параметров в экспериментах [12]: число Маха $M_{\infty} = 6$ (в работе [12] $M_{\infty} = 5,5$), температурный фактор $T_w/T_0 = 0,49$ (в работе [12] $T_w/T_0 = 0,24$), диаметр выходного сечения сопла $D = 300$ мм (в работе [12] $D = 762$ мм). Кроме того, в проведенном эксперименте каждому радиусу затупления соответствует несколько значений единичного числа Рейнольдса, тогда как в экспериментах [12] представлены данные с приблизительно одинаковыми значениями $Re_{\infty, 1}$. Несмотря на эти различия, указанные данные качественно удовлетворительно согласуются. Заметим, что в обоих экспериментах критическое число Рейнольдса приблизительно одинаково: $Re_{\infty, R} \approx 1,3 \cdot 10^5$. Предполагается, что существенное различие в закритической области обусловлено различием единичных чисел Рейнольдса и, как отмечено выше, сильной зависимостью положения перехода от шероховатости носка модели, аэродинамического шума в тракте трубы и малых изменений параметров набегающего потока. Очевидно, что в сравниваемых экспериментах эти факторы различаются.

Заключение. Проведено экспериментальное исследование гиперзвукового обтекания острого и затупленных конусов под нулевым углом атаки при числе Маха набегающего

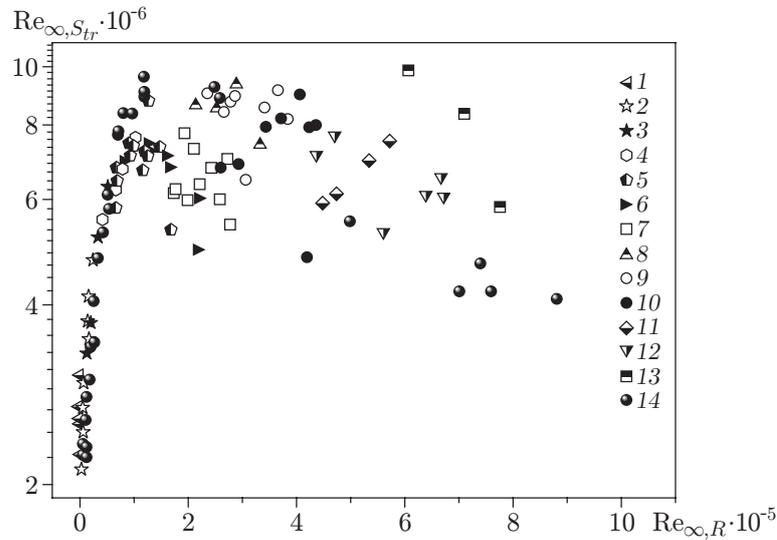


Рис. 12. Результаты экспериментов для конусов с различными радиусами за-
тупления, полученные в данной работе (1–13) и работе [12] (14):

1–13 — $M_\infty = 6$ (1 — $R = 0$, 2 — $R = 0,5$ мм, 3 — $R = 1$ мм, 4 — $R = 2$ мм, 5 —
 $R = 3$ мм, 6 — $R = 4$ мм, 7 — $R = 5$ мм, 8 — $R = 6$ мм, 9 — $R = 7$ мм, 10 — $R = 8$ мм,
11 — $R = 10$ мм, 12 — $R = 12$ мм, 13 — $R = 14$ мм); 14 — $M_\infty = 5,5$

потока $M_\infty = 6$ в диапазоне единичных чисел Рейнольдса $Re_{\infty, 1} = 5,79 \cdot 10^6 \div 5,66 \times 10^7 \text{ м}^{-1}$. С помощью люминесцентных покрытий получены распределения числа Стэнтона на видимой поверхности модели, позволяющие представить более полную картину обтекания, в отличие от традиционных методов, в которых датчики устанавливаются вдоль фиксированной образующей конуса.

Определено критическое число Рейнольдса $Re_{\infty, R} \approx 1,3 \cdot 10^5$, начиная с которого ламинарно-турбулентный переход существенно зависит от шероховатости носка модели и малых изменений параметров потока. В докритической области число Рейнольдса начала перехода быстро увеличивается с ростом $Re_{\infty, R}$ и достигает значения $Re_{\infty, S_{tr}} \approx 7,3 \cdot 10^6$, при котором длина ламинарного участка увеличивается приблизительно в 2,5 раза по сравнению с острым конусом. Экспериментальные данные качественно согласуются с результатами [12], полученными в другой ударной трубе для моделей конусов с аналогичной геометрией при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5,5$.

В закритических режимах обтекания ($Re_{\infty, R} > 1,3 \cdot 10^5$) в пограничном слое формируются турбулентные клинья, которые оказывают существенное влияние на положение зоны перехода. В большинстве случаев точка начала перехода сдвигается вверх по потоку к носку модели, при этом число Рейнольдса $Re_{\infty, S_{tr}}$ уменьшается. Возникновение турбулентных клиньев и ранний ламинарно-турбулентный переход, по-видимому, обусловлены наличием шероховатости носка модели, что согласуется с выводом [11] о существенном влиянии шероховатости на возникновение реверса перехода.

Для более детального изучения физического механизма данного явления необходимо выполнить эксперименты с контролируемыми неровностями носка конуса и определить не только положение зоны перехода, но и характеристики нестационарных возмущений, вызывающих переход.

Авторы выражают благодарность А. С. Скуратову, В. Е. Мошарову, В. Н. Радченко и Н. Б. Ларину за помощь в проведении экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Zhong X.** Numerical simulation of hypersonic boundary layer receptivity and stability on blunt circular cones. N. Y., 2009. (Paper / AIAA; N 2009-0940).
2. **Zhong X., Lei J.** Numerical simulation of nose bluntness effects on hypersonic boundary layer receptivity to freestream disturbances. 2011. (Paper / AIAA; N 2011-3079).
3. **Reshotko E., Tumin A.** The blunt body paradox — a case for transient growth // Laminar-turbulent transition: Proc. of the Intern. Union of theor. and appl. mech. symp., Sedona, Sept. 13–17, 1999. Berlin: Springer-Verlag, 2000. P. 403–408.
4. **Malik M. R., Spall R. E., Chang C. L.** Effect of nose bluntness on boundary layer stability and transition. 1990. (Paper / AIAA; N 90-0112).
5. **Rosenboom I., Hein S., Dallmann U.** Influence of nose bluntness on boundary-layer instabilities in hypersonic cone flows. 1999. (Paper / AIAA; N 99-3591).
6. **Lei J., Zhong X.** Linear stability study of hypersonic boundary layer transition on blunt circular cones. 2009. (Paper / AIAA; N 2009-939).
7. **Stetson K. F., Kimmel R. L.** On hypersonic boundary-layer stability. 1992. (Paper / AIAA; N 92-0737).
8. **Softley E. J.** Boundary layer transition on hypersonic blunt, slender cones. 1969. (Paper / AIAA; N 69-705).
9. **Гапонов А. С.** Развитие возмущений в сжимаемых потоках / А. С. Гапонов, А. А. Малов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1980.
10. **Schneider S. P.** Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies // Progr. Airspace Sci. 2004. V. 40, N 1/2. P. 1–50.
11. **Stetson K. F.** Noretip bluntness effects on cone frustum boundary layer transition in hypersonic flow. N. Y., 1983. (Paper / AIAA; N 83-1763).
12. **Stetson K. F., Rushton G. H.** Shock tunnel investigation of the boundary layer transition at $M = 5,5$ // AIAA J. 1967. V. 5. P. 899–906.
13. **Ericsson L. E.** Effects of nose bluntness and cone angle on slender vehicle transition. 1987. (Paper / AIAA; N 87-1415).
14. **Schneider S. P.** Flight data for boundary-layer transition at hypersonic and supersonic speeds // J. Spacecraft Rockets. 1999. V. 36, N 1. P. 8–20.
15. **Borovoy V., Mosharov V., Noev A., Radchenko V.** Temperature sensitive paint application for investigation of boundary layer transition in short-duration wind tunnels // Progr. Flight Phys. 2012. V. 3. P. 15–24.
16. **Batt R. G., Legner H. H.** A review of roughness-induced noretip transition // AIAA J. 1983. V. 21, N 1. P. 7–22.

Поступила в редакцию 16/V 2013 г.
