

УДК 532.526.3:533.6.011.7

ЭНТРОПИЙНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОМ ПЕРЕХОДЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В СЛЕДЕ ЗА ИЗОЛИРОВАННОЙ НЕРОВНОСТЬЮ

© 2020 г. П. В. Чувахов^{a,b,*}

^a Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ), Жуковский, Московская обл., Россия

^b Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, Московская обл., Россия

*E-mail: pavel_chuvahov@mail.ru

Поступила в редакцию 21.02.2019 г.

После доработки 12.04.2019 г.

Принята к публикации 25.06.2019 г.

Экспериментально изучено влияние энтропийного слоя, порожденного малым притуплением передней кромки плоской пластины, на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя в следе за изолированным элементом неровности (прямой цилиндр диаметром 1 и высотой 1 мм), расположенным на поверхности пластины; радиус притупления варьируется. Эксперименты выполнены при числе Маха 6 в диапазоне чисел Рейнольдса $(0.46–2.33) \times 10^6$, рассчитанных по месту расположения неровности и параметрам набегающего потока. Впервые обнаружено реверсивное поведение турбулентных клиньев, индуцированных неровностью, с ростом величины притупления.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход, изолированная неровность, реверс перехода, эксперимент

DOI: 10.31857/S0568528120010041

Переход к турбулентности (ламинарно-турбулентный переход) – одна из наиболее сложных и многогранных проблем современной науки. Несмотря на многочисленные теоретические, вычислительные и экспериментальные исследования, прогресс в понимании перехода невелик. Остаются открытыми многие вопросы, связанные со стохастической природой перехода, с перемежающимся характером течения, с его влиянием на коэффициенты переноса. Положение перехода определяет необходимые на этапе проектирования аэротермодинамические характеристики обтекаемого тела, например, коэффициенты вязкого трения и теплового потока. Ввиду этого учет перехода принципиально важен при создании гиперзвуковых летательных аппаратов и аэрокосмических систем нового поколения, таких как высокоэкономичные самолеты с естественной или искусственной системой ламинаризации и сверхзвуковые самолеты с низким уровнем звукового удара.

Существуют различные сценарии перехода в зависимости от параметров набегающего потока и спектров внешних возмущений, обобщенные в [1]. В условиях свободного сверхзвукового полета обычно предполагают слабо возмущенную среду и гладкие обтекаемые поверхности. В этих условиях переход проходит через три основные стадии: 1) проникновение внешних возмущений в пограничный слой и возбуждение его неустойчивых мод (задача восприимчивости); 2) экспоненциальный рост этих мод в соответствии с линейной теорией устойчивости (задача устойчивости); 3) нелинейный распад возмущений пограничного слоя при достижении некоторых критических амплитуд с последующим формированием развитого турбулентного течения. Альтернативным источником возмущений служат неоднородности (неровности) поверхности, которые появляются в процессе изготовления летательного аппарата или вследствие повреждения его поверхности в полете.

Проблема перехода высокоскоростного пограничного слоя в следе за неровностью представлена в литературе достаточно полно, хотя и не решена (см., например, обзоры [2, 3]). Неровность искажает среднее течение в следе, изменяя характеристики его устойчивости или вызывая так называемый “байпасный” переход [1], при котором линейная стадия развития возмущений от-

сутствует. Изолированный элемент неровности представляет самостоятельный интерес, так как он может возникать в реальных полетных ситуациях и приводить к неожиданному переходу к турбулентности. Катастрофа Спэйс-шаттла Колумбия (2003 г.), вызванная повреждением теплозащитного покрытия, стимулировала изучение перехода в следе за изолированной неровностью. Центр НАСА провел ряд экспериментальных работ по изучению эффекта формы неровности в традиционных аэродинамических трубах [4–6]. Также использовались трубы с низким уровнем внешних возмущений [7–9] и баллистические установки [10]. Предложены различные критерии перехода в следе за неровностью (например, критическое число Рейнольдса Re_{kk} по высоте неровности k и местным параметрам невозмущенного пограничного слоя). Они не являются универсальными, так как зависят от геометрии неровности и условий невозмущенного течения.

Различают три основных режима течения за изолированной неровностью в зависимости от отношения высоты неровности k к толщине невозмущенного пограничного слоя вблизи неровности δ_k . Для малых величин k/δ_k неровность индуцирует слабый вихревой след, который затухает вниз по потоку и не влияет на положение перехода. С ростом величины k/δ_k неровность достигает “критической” высоты, и след начинает распадаться в турбулентный клин до линии естественного перехода. Положение клина оказывается очень чувствительным к величине k/δ_k : чем она выше, тем ближе вершина клина к неровности (“закритический” режим). Начиная с некоторой величины $(k/\delta_k)_{eff}$ положение турбулентного клина прекращает зависеть от k/δ_k : вершина клина достигает некоторого характерного расстояния до неровности, а дальнейший рост k/δ_k слабо влияет на ее положение (“эффективный” режим) и лишь приводит к увеличению возмущений в потоке.

В экспериментальном исследовании [11] указано на качественное соответствие процессов перехода в следе за неровностью на сверхзвуковом и дозвуковом режимах течения; отмечено, что при сверхзвуковых скоростях переход за эффективной неровностью слабо зависит от фона возмущений в аэродинамической трубе. Тем не менее эксперименты [7] показывают, что переход в тихих условиях всегда смещается вниз по потоку по сравнению с переходом в обычных трубных условиях. При этом наибольшие смещения вершины турбулентного клина наблюдаются для закритической неровности, а эффективная в шумных условиях неровность может оказаться закритической в тихих.

Режим обтекания неровности определяется свойствами пограничного слоя, которые зависят от параметров набегающего потока и геометрии обтекаемых поверхностей. Передние кромки и носовые части высокоскоростных летательных аппаратов должны быть притуплены, чтобы упростить отвод тепла от них и ограничить их температуру в полете. Притупление приводит к образованию над поверхностью энтропийного слоя – слоя горячего газа с низкой плотностью. Ряд экспериментальных и расчетных результатов, полученных в ЦАГИ (Жуковский), показал, что энтропийный эффект от достаточно маленького притупления приводит к резкому уменьшению теплового потока и давления в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем [12–15]. Энтропийный слой также подавляет рост вихрей Гертлера в областях искривленного течения, например, при присоединении потока на отклоненной поверхности угла сжатия. Это приводит к значительному уменьшению колебаний теплового потока из-за вихрей [16–18].

В настоящее время доступные экспериментальные данные переходу к турбулентности за изолированным элементом неровности ограничены по числам Маха и Рейнольдса. Эксперименты сосредоточены преимущественно на случае заостренных кромок и подтверждают, что эффект сжимаемости заключается в стабилизации течения: чем меньше число Маха, тем меньше число Рейнольдса перехода. Существует очень мало исследований, в которых рассматривается эффект притупления [19–21]. В [19] исследовались три сферически притупленных носка конуса с большими радиусами притупления, числом Маха 10; калиброванные микросферы разных диаметров помещались на образующую конуса, формируя изолированный элемент неровности. Изучалась возможность эффективной турбулизации при различном положении неровности и углах атаки. Отмечено, что размер эффективной неровности примерно одинаков как в случае заостренного, так и в случае притупленного носка конуса, то есть слабо зависит от величины притупления.

Этот вывод частично подтвержден в [20], где исследовалась плоская пластина в сверхзвуковом потоке (число Маха 6, экспериментальные конфигурации настоящего исследования и [20] близки). Рассматривались цилиндрические притупления двух больших радиусов (1.6 и 4.3 мм), а также шесть различных высот калиброванной неровности – микросфер с диаметром 0.3–2.8 мм, – которые располагались на расстоянии 73 мм от носка модели. Показано, что притупление пластины уменьшает эффективное число Рейнольдса. Однако отношение k/δ_k , необходимое для эф-

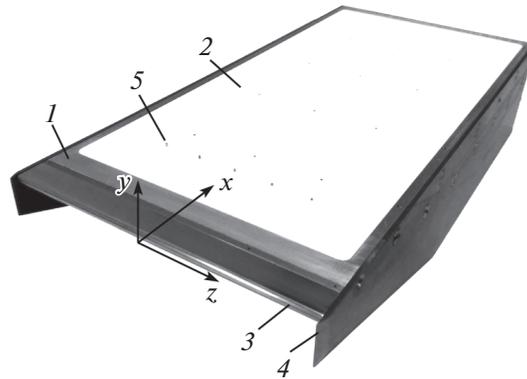


Рис. 1. Экспериментальная модель и используемая система координат: 1 – металлический каркас; 2 – теплоизоляционная вставка из органического стекла; 3 – заменяемая передняя кромка; 4 – боковые щеки, препятствующие перетеканию газа; 5 – ряд из пяти выдвигаемых элементов неровности.

фактивной турбулизации течения, менялось слабо при переходе от острой к притупленным пластинам – от 1.5 до 3.0. Отмечено, что с ростом единичного числа Рейнольдса высота эффективной неровности для притупленных пластин уменьшается, а для заостренной пластины остается почти постоянной. В [20] успешно проведена корреляция полученных данных эксперимента по методу Поттера и Уитфилда [22]. В статье [21] рассматривается шесть различных экспериментальных конфигураций, число Маха 8 (варьируются размер сферической неровности, ее положение, радиус сферического носка); эффективная турбулизация достигается при k/δ_k от 1.7 до 2.2, что согласуется с результатами [20].

Следует отметить, что в [19–21] рассматривались относительно большие радиусы притупления, для которых невозмущенный пограничный слой располагается внутри энтропийного слоя.

Настоящая работа расширяет экспериментальные данные о ламинарно-турбулентном переходе в следе за изолированным элементом неровности, расположенным в сверхзвуковом пограничном слое над плоской притупленной пластиной. Рассматривается неровность фиксированной высоты, варьируются размер притупления и единичное число Рейнольдса. Настоящее исследование – продолжение статьи [23], которая была сосредоточена на случае острой передней кромки, а высота неровности подробно варьировалась.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Экспериментальная модель

Измерения проводятся на экспериментальной модели плоской пластины длиной 320 и шириной 150 мм, которая показана на рис. 1. Модель состоит из металлического каркаса 1, в который вклеена вставка-теплоизолятор 2 из плексигласа для проведения тепловых измерений. К передней части каркаса присоединяются заменяемые металлические носовые части 3 (носки), формирующие цилиндрическое притупление модели. Поверхности вставки, каркаса и носков образуют единую плоскость. Допускается однородное по размаху модели соединение носка и каркаса в виде противопоточной ступеньки с высотой до 10 мкм. Ступенька расположена на дне пограничного слоя для проведенных экспериментов и не влияет на течение, так как соответствующая величина Re_{kk} для нее значительно меньше 25 [3]. Каркас и вставка отшлифованы вместе, все стыки между ними гладкие.

Толщина острой передней кромки (носка), измеренная высокоточным оптическим методом, составляет 20 ± 1 мкм. Верхняя поверхность острого носка имеет длину 17 мм. Притупленный носок получается из острого путем цилиндрического сопряжения нижней и верхней плоскостей, расположенных под углом 20° друг к другу. В исследовании используются притупления с радиусами: 0.18, 0.26, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 2.0 мм. Носки плотно соединяются с каркасом 3 пластины, формируя единую плоскость. Боковые щеки 4 препятствуют перетеканию газа из-под модели.

Вниз по потоку от острой передней кромки на расстоянии $x_k = 60$ мм (направление осей показано на рис. 1, ось z совпадает с положением заостренной кромки) просверлены пять отвер-

Таблица 1

Метка группы	Re_{xk}
#1	$(4.57 \pm 0.71) \times 10^5$
#2	$(8.53 \pm 0.64) \times 10^5$
#3	$(16.63 \pm 0.79) \times 10^5$
#4	$(23.35 \pm 0.79) \times 10^5$

стий. Через них в поток могут выдвигаться плотно подогнанные стальные элементы неровности 5, имеющие форму прямого цилиндра с диаметром 1 мм и расположенные на расстоянии 20 мм друг от друга по оси z . В настоящей работе рассматривается только центральная неровность с фиксированной высотой 1 мм: большая часть следа за ней расположена вне возмущений, распространяющихся от торцов носовых частей, даже для случая сильно притупленных носков, когда число Маха на верхней границе пограничного слоя близко к трем. Элемент неровности выдвигается над поверхностью при помощи микровинта (шаг резьбы 0.5 мм), жестко связанного с ним и доступного с нижней части модели. Вращая винт с шагом 45° и допустимым отклонением $\pm 5^\circ$, можно обеспечить требуемую высоту выступания неровности с погрешностью 7 мкм.

2. Условия проведения эксперимента и методика измерений

Все эксперименты выполнены в ударной аэродинамической трубе УТ-1М (ЦАГИ) при числе Маха 6, температуре торможения $T_0 = (555 \pm 5)$ К и в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{xk} = Re_1 \times x_k = (0.46...2.33) \times 10^6$, который соответствует диапазону единичного числа Рейнольдса $(7.6...38.9) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. Динамический коэффициент молекулярной вязкости вычисляется по закону Сазерленда: $\mu/\mu_{\text{ref}} = (T/T_{\text{ref}})^{1.5} \times (T_{\text{ref}} + T_s)/(T + T_s)$, где $\mu_{\text{ref}} = 1.716 \times 10^{-5} \text{ кг м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $T_{\text{ref}} = 273.11 \text{ К}$, $T_s = 110.56 \text{ К}$. Число Рейнольдса варьируется путем изменения давления торможения примерно от $p_0 = 10$ до 60 бар. Все эксперименты можно разделить на четыре различные группы с близким числом Рейнольдса внутри каждой группы (см. табл. 1). За острым носком рассматриваемый элемент неровности является закритическим для группы #1, близким к эффективному для группы #2 и эффективным для групп #3 и #4 [23].

Аэродинамическая труба работает по схеме Людвига. Профилированное сопло с выходным диаметром 500 мм, рассчитанное на число Маха 6, следует за длинным подогреваемым каналом высокого давления. Параметры потока близки к постоянным в течение рабочего времени пуска (до 40 мс), когда проводятся измерения.

Области ламинарного и турбулентного течения определяются по распределению коэффициента теплового потока на поверхности пластины, измеряемого с помощью люминесцентных преобразователей температуры (TSP), разработанных в ЦАГИ [13, 24]. Метод основан на температурном тушении люминесценции органических красителей (люминофоров), что позволяет измерять температуру подстилающей поверхности. Толщина слоя люминофора не превосходит 5 мкм, поэтому его присутствие не искажает результаты измерений. К материалу поверхности предъявляются требования оптической однородности и непрозрачности, а также низкого показателя тепловосприимчивости, $\epsilon_m = \sqrt{\rho_m c_m \lambda_m}$ (под знаком корня – плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность материала соответственно). Последнее необходимо для достаточного прогрева поверхности за короткое время измерений в аэродинамических трубах импульсного действия. Этим требованиям удовлетворяет органическое стекло Plexiglas WS01 с величиной $\epsilon_m \approx 560 \text{ Вт с}^{0.5}/\text{м}^2 \text{ К}$. Оно не требует дополнительной обработки перед нанесением люминофора.

Тепловой поток определяют по приращению температуры поверхности за выбранный интервал времени Δt , применяя точное решение одномерного уравнения теплопроводности для полубесконечного тела с условием постоянства теплового потока к телу на границе раздела сред:

$$(T_{w,\Delta t} - T_w)/(T_r - T_w) = 1 - \exp\beta^2 \cdot \text{erfc}\beta$$

где $T_{w,\Delta t}$ – температура поверхности в конце измерения (через время Δt после начала измерений), T_w – в начале измерения, T_r – температура адиабатической поверхности, $\text{erfc}\beta = 1 - \text{erf}\beta$ – до-

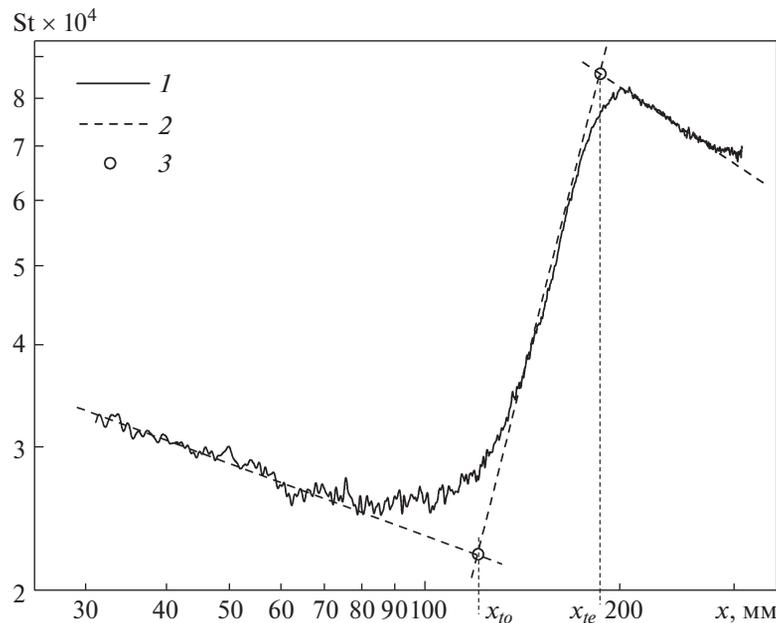


Рис. 2. Способ определения начала и окончания ламинарно-турбулентного перехода по распределению коэффициента теплообмена вдоль модели (острая передняя кромка $R = 0.021$ мм, $z = 0$, $Re_{\infty, 1} = 27.5 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$): 1 – $St(x)$; 2 – линейная регрессия ламинарной, переходной и турбулентной ветвей кривой $St(x)$ методом наименьших квадратов в логарифмическом масштабе; 3 – точки начала x_{10} и окончания x_{1e} перехода.

полнительная функция ошибок, $\beta = h\Delta t^{0.5}/\varepsilon_m$, h – коэффициент теплоотдачи. Безразмерный коэффициент теплового потока (число Стантона) выражается следующим образом:

$$St = \frac{q_w}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_p (T_0 - T_w)} \equiv \frac{h}{\rho_{\infty} u_{\infty} c_p},$$

где нижние индексы ‘ ∞ ’, ‘0’ и ‘w’ обозначают величины в набегающем потоке, при адиабатическом торможении и на стенке соответственно. Более подробное описание метода люминофоров дано в [13, 24].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Положение перехода определяется по распределениям $St(x)$, снятым вдоль линии рассматриваемой неровности ($z = 0$) и построенным в логарифмическом масштабе по обеим осям. На рис. 2 показан пример такого распределения для гладкой поверхности острой пластины. Ламинарная и турбулентная ветви кривой близки к классическим степенным зависимостям, поэтому могут быть аппроксимированы прямой, построенной по методу наименьших квадратов в логарифмических координатах (соответствующие черные пунктирные линии). Аналогичную линию можно построить для переходного участка. Пересечения трех линий определяют положения начала x_{10} и конца x_{1e} перехода.

1. Гладкая притупленная пластина

Переход на гладкой поверхности пластины чувствителен к величине радиуса R (толщины $b = 2R$) притупления. С ростом R начало перехода смещается вниз по потоку и при определенном значении R может оказаться за пределами модели (в этом случае начало перехода принимается равным длине пластины 320 мм, а соответствующие точки на графиках изображаются маленькими полуоткрытыми символами). Начиная с некоторого радиуса, дальнейшее его увеличение приводит к обратному движению точки начала перехода, – наблюдается реверс перехода. Это явление было обнаружено более 60 лет назад [25], а детальный анализ данных экспериментов выполнен

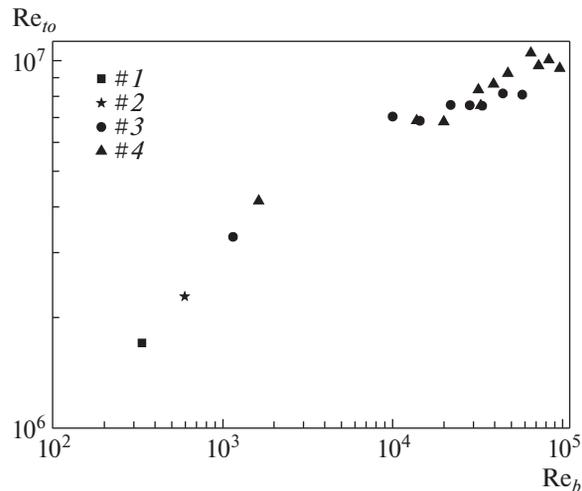


Рис. 3. Число Рейнольдса начала ламинарно-турбулентного перехода на гладкой пластине в зависимости от числа Рейнольдса по толщине кромки $b = 2R$.

в [26]. Реверс исследуется до сих пор, в том числе в России [27–29]. Для экспериментов из групп #3 и #4 (см. таблицу) реверс не достигается, что продемонстрировано на рис. 3 в плоскости $Re_{to} - Re_b = \rho_{\infty} u_{\infty} b / \mu_{\infty}$ (нижний индекс ‘to’ соответствует началу перехода). В экспериментах из групп #1 и #2 начало перехода зафиксировано только за острой передней кромкой. Так как при этом величина Re_b оказывается меньше, чем в случае групп #3 и #4, можно предполагать, что для групп #1 и #2 реверс перехода также не достигается, – с увеличением радиуса притупления переход движется монотонно вниз для всех проведенных экспериментов.

Полученные результаты сопоставлены с корреляцией [30] для гладкой пластины (рис. 4). Корреляция [30] изображена в виде “дорожки”, сплошные и полукруглые символы соответствуют гладкой поверхности. Наблюдается хорошее согласование результатов. Открытые символы, соответствующие переходу в следе за неровностью, оказываются ниже корреляционной дорожки, как и стоило ожидать. В соответствии с [30], полученные данные по переходу за острой кромкой обусловлены вязкими эффектами, а за притупленными кромками – энтропийными эффектами, или эффектами малого притупления передней кромки пластины.

2. Визуализация теплообмена

Рассмотрим поведение коэффициента теплового потока на поверхности пластины. В случае наименьшего числа Рейнольдса (группа #1 таблицы) закритическая при острой кромке неровность, по-видимому, становится докритической – турбулентный клин исчезает при наименьшем радиусе притупленного носка 0.18 мм и не появляется при больших R . Следует отметить, что вихревой след за неровностью быстро затухает и не заметен при приближении к задней кромке. Тем не менее из-за ограниченной области измерений нельзя с уверенностью утверждать, что влияние затухшего следа на переход полностью отсутствует, или что неровность действительно стала докритической.

Для экспериментов группы #2 неровность близка к эффективной в случае острой передней кромки. При появлении притупления она быстро становится закритической, что показано на рис. 5: с ростом притупления вершина турбулентного клина быстро движется вниз по потоку. Начиная с $R = 0.8$ мм эта тенденция меняется на обратную и вершина движется вверх по потоку назад к неровности. След за неровностью визуально усиливается с увеличением радиуса. Это может быть вызвано ростом отношения высоты неровности к толщине вытеснения пограничного слоя δ_k^* (детали обсуждаются в следующем подразделе). Стоит отметить, что при $R = 0.18$ мм турбулентный клин формируется из распавшегося центрального следа за неровностью, а на реверсивном участке ($R = 2.0$ мм) центральный след стабилен и переход начинается на его периферии.

В случае больших чисел Рейнольдса (группы #3 и #4 таблицы) неровность оказывается эффективной и оставляет толстый тепловой след в случае заостренного носка. След значительно

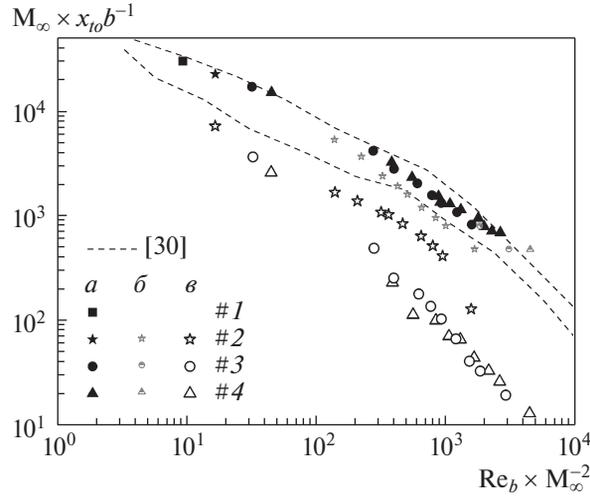


Рис. 4. Сопоставление полученных данных по началу перехода с корреляцией [30]: a, b – начало перехода обнаружено на гладкой пластине и за ее пределами (в последнем случае принимается $x_{t0} = 320$ мм); v – начало перехода в следе за неровностью; символы соответствуют разным единичным числам Рейнольдса (см. таблицу); граница $Re_b \times M_\infty^{-2} = 500$ примерно разделяет области преобладания вязких (слева) и энтропийных эффектов (справа).

уточняется при минимальном притуплении ($R = 0.18$ мм), а при дальнейшем росте R становится толще. Носовое притупление не приводит к реверсивному движению турбулентного клина – неровность остается эффективной, а клин медленно смещается вверх к элементу неровности с ростом R . Предположительно, при данных условиях наблюдается только обратная ветвь реверсивного движения. Тепловые картины для группы #3 представлены на рис. 6; для группы #4 они выглядят аналогично и не приводятся для краткости.

3. Обсуждение и анализ

Уравнения Навье–Стокса не позволяют получить автомодельное решение в случае притупленного носка пластины. Ввиду этого для оценки свойств невозмущенного пограничного слоя около неровности выполнен ряд двумерных расчетов, соответствующих характерным условиям эксперимента (см. таблицу и постановку эксперимента, температура поверхности принимается постоянной). Расчеты проведены с помощью авторского кода *HSFlow* [31], который реализует численное решение полных уравнений Навье–Стокса. Все решения сходятся к стационарному состоянию в ходе интегрирования по времени. Для каждой группы экспериментов (см. таблицу) рассмотрены радиусы притупления $R = 0.0, 0.2, 0.4, 0.7, 1.0, 2.0$ мм. Для условий конкретного эксперимента расчетные данные интерполируются в экспериментальную точку. Толщина пограничного слоя δ определяется по полной энтальпии $H(y = \delta) = H_e = 0.995 H_\infty$. Затем рассчитывается толщина вытеснения

$$\delta^* = \int_0^{1.1\delta} \left(1 - \frac{\rho(y)u(y)}{\rho_e u_e} \right) dy,$$

где нижний индекс ‘ e ’ обозначает величину на верхней границе пограничного слоя. Множитель 1.1 применен из вычислительных соображений и слабо влияет на получаемое значение. Стоит отметить, что данный подход хорошо работает в случае притупления, но для случая острой кромки занижает толщину пограничного слоя, а следовательно, и величины M_e и Re_e по сравнению с классическим подходом $u(y = \delta) = u_e = 0.99 u_\infty$. Рассчитанные характеристики пограничного слоя для групп #2, #3, #4 представлены на рис. 7 в зависимости от радиуса притупления.

С ростом величины притупления числа M_e, Re_e сначала быстро уменьшаются. Далее M_e продолжает монотонное снижение, а Re_e достигает локального минимума при $R \approx 0.4$ мм и затем начинает увеличиваться. Величина Re_e при максимальном радиусе $R = 2.0$ мм примерно на 7% вы-

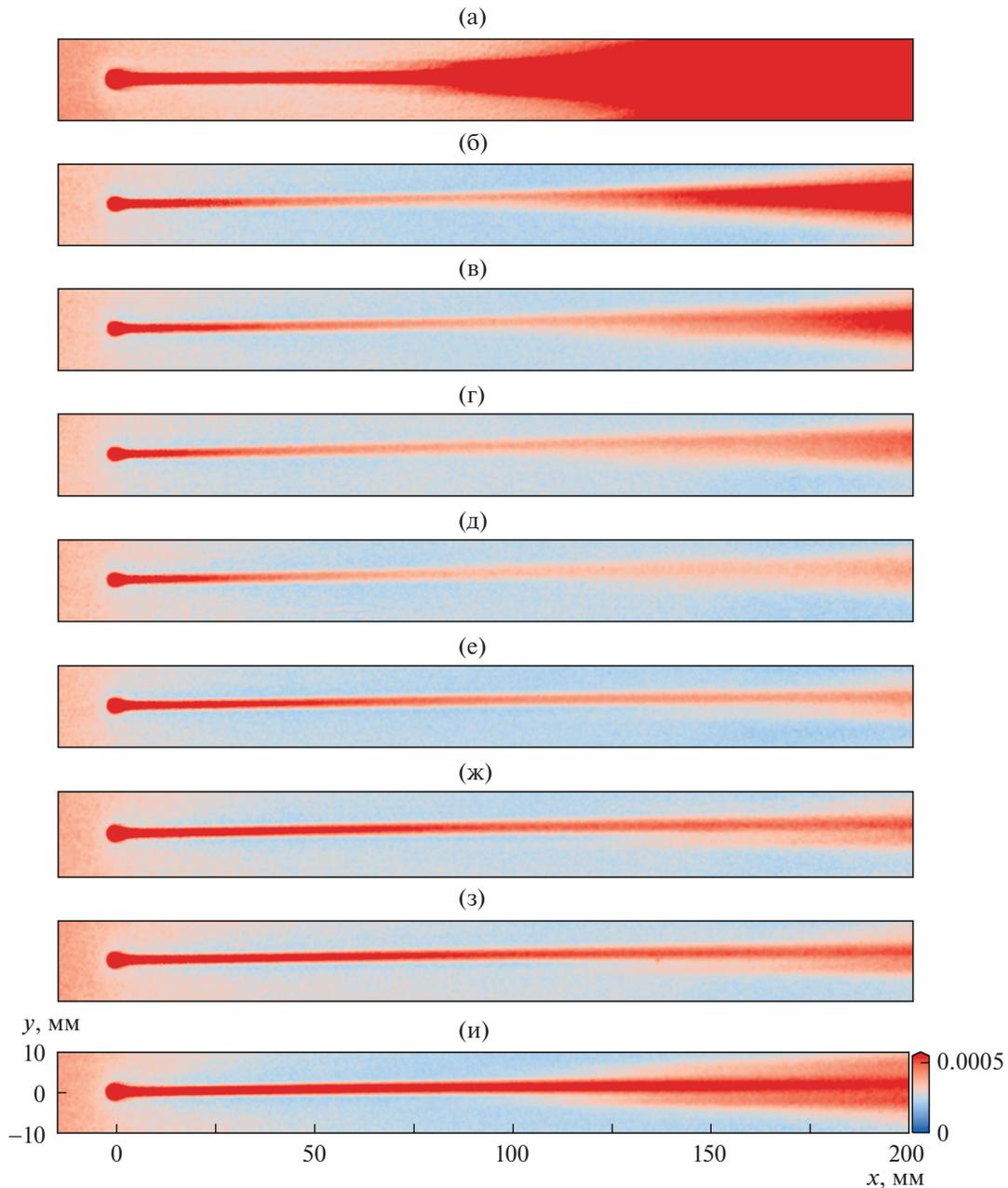


Рис. 5. Распределение коэффициента теплового потока St по поверхности пластины за элементом неровности для группы экспериментов #2 (см. таблицу); радиусы притупления: а–и – 0.0, 0.18, 0.26, 0.4, 0.5, 0.8, 1.0, 1.2, 2.0 мм.

ше минимального значения. Можно ожидать, что наибольшая задержка начала перехода будет достигаться при некотором промежуточном радиусе притупления, так как уменьшение Re_e и возрастание Re_e дестабилизируют течение, в том числе в следе за неровностью.

В настоящей работе рассматривается элемент неровности фиксированной высоты $k = 1.0$ мм. Отношение этой высоты к местной толщине невозмущенного пограничного слоя δ_k также зависит от радиуса; качественно зависимости k/δ_k и Re_e от R похожи. Хотя величина k/δ_k практически не меняется с возрастанием R , отношение k/δ_k^* монотонно увеличивается – дестабилизирующее влияние вихревого следа за неровностью усиливается, так как его интенсивность растет с увеличением k/δ_k^* . Это обстоятельство также прослеживается на рис. 5 и 6, где увеличение размеров

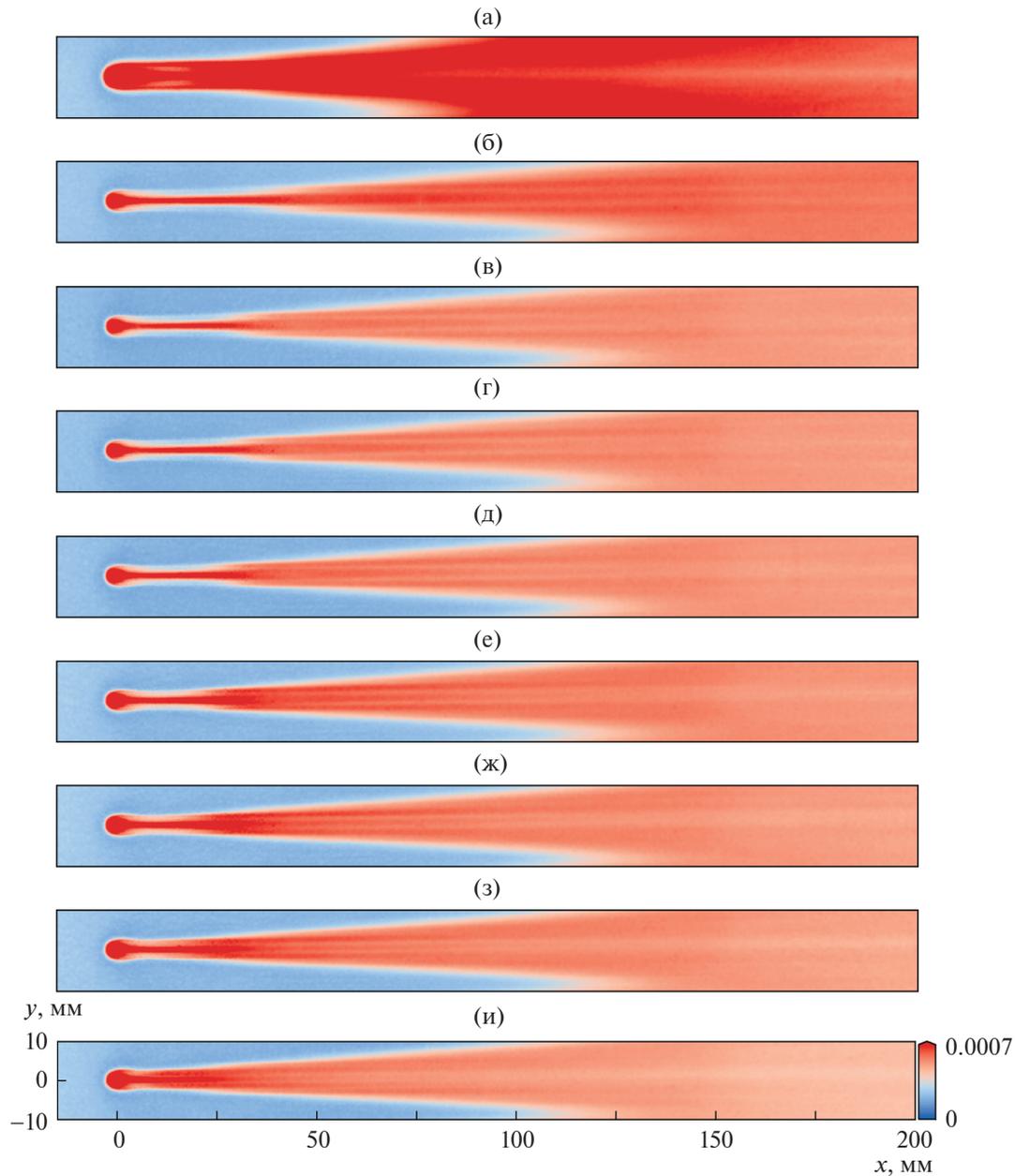


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для группы экспериментов #3 (см. табл.).

притупления сначала приводит к резкому ослаблению теплообмена вблизи неровности, а затем к его постепенному нарастанию.

Проведенные рассуждения позволяют связать реверсивное поведение перехода в следе за неровностью для группы экспериментов #2 (рис. 5) со стабилизацией следа из-за падения величины Re_e при наименьшем рассмотренном притуплении и с его последующей дестабилизацией из-за уменьшения M_e и роста $Re_e, k/\delta_k^*$. По-видимому, реверсивное поведение можно было бы наблюдать на всех рассмотренных режимах течения, если бы была возможность непрерывного изменения радиуса притупления передней кромки модели.

Последнее предположение частично подтверждается на рис. 8, где изображено число Рейнольдса начала перехода относительно элемента неровности $\Delta Re_{l_0} = Re_{l_0} - Re_{x_k} = Re_{\infty, 1} \times (x_{l_0} - x_k)$ в зависимости от Re_b . Реверс перехода установлен для группы экспериментов #2 и слабо прослеживается для группы #3 (см. таблицу) вблизи $Re_b = 10^4$. Для группы экспериментов #4 с наиболь-

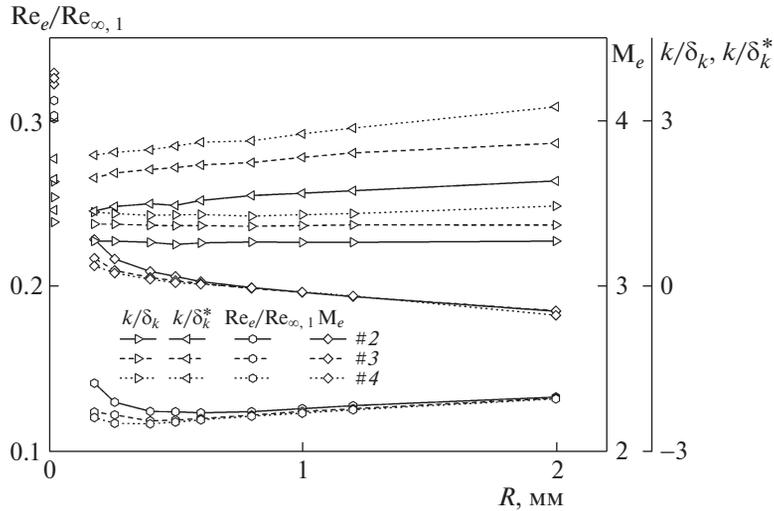


Рис. 7. Расчетные параметры невозмущенного пограничного слоя над плоской пластиной с притупленной передней кромкой радиуса R в окрестности элемента неровности ($x = x_k$), полученные численным интегрированием уравнений Навье–Стокса.

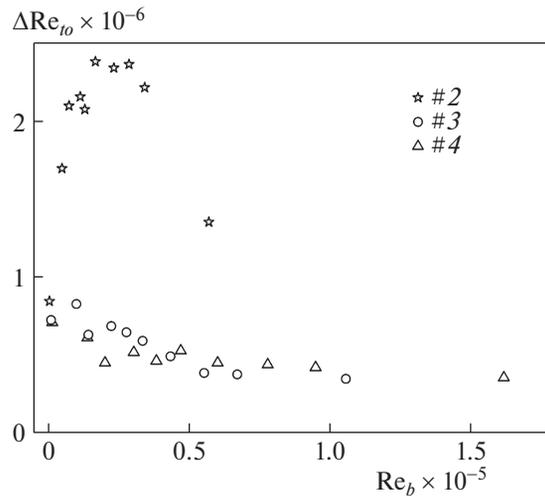


Рис. 8. Зависимость числа Рейнольдса начала перехода относительно элемента неровности от Re_b ; символы соответствуют разным группам экспериментов (см. таблицу); группа #2 – закритические неровности; группы #3, #4 – эффективные неровности.

шим числом Рейнольдса, когда неровность максимально выступает в вязкое течение, наблюдается монотонно убывающая зависимость. Стоит отметить, что величина ΔRe_{10} стремится к постоянному значению для групп #3 и #4, начиная с $Re_b \approx 5 \times 10^4$, что, по-видимому, указывает на эффективный характер неровности в толстом энтропийном слое. В то же время величины ΔRe_{10} для обеих групп близки друг к другу, а при $Re_b > 5 \times 10^4$ расположены около значения 5×10^5 . Постоянная $\Delta Re_{1,eff} = 5 \times 10^5$ была предложена как критерий эффективной неровности в [32]; она не зависела от охлаждения стенки. Эксперименты [32] проводились на конусе с использованием калиброванных микросфер при $Me = 2.71$, что соответствует условиям настоящих экспериментов в случае больших радиусов притупления, когда пограничный слой развивается на дне энтропийного слоя (рис. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально изучено поведение ламинарно-турбулентного перехода в следе за изолированной неровностью в присутствии энтропийного слоя, порожденного малым притуплением

передней кромки пластины. Эксперименты выполнены при числе Маха 6, четырех значениях числа Рейнольдса и десяти радиусах притупления кромки. Неровность фиксированной высоты располагалась вдали от передней кромки, являясь закритической, близкой к эффективной и эффективной в случае заостренной пластины. Эксперименты выполнены в ударной аэродинамической трубе УТ-1М (ЦАГИ). Реверс перехода на гладкой поверхности не наблюдался в проведенных экспериментах.

С ростом притупления передней кромки течение в следе за неровностью сначала стабилизируется. Это обусловлено значительным уменьшением чисел Маха M_e и Рейнольдса Re_e на верхней границе пограничного слоя. Существует некоторое пороговое значение величины притупления, для которого стабилизирующий эффект максимален (переход за неровностью начинается на максимальном удалении от нее вниз по потоку). Дальнейшее увеличение притупления приводит к движению перехода назад к неровности — наблюдается явление реверса перехода. По-видимому, оно обусловлено медленным монотонным уменьшением M_e , а также возрастанием Re_e и отношения высоты неровности к местной толщине вытеснения невозмущенного пограничного слоя. Таким образом, экспериментально обнаружено явление реверса ламинарно-турбулентного перехода в следе за изолированным элементом неровности.

Данное явление может быть связано с явлением реверса естественного перехода, которое наблюдается на гладких телах с увеличением притупления их передних кромок и до сих пор остается необъясненным. Контроль размеров и формы шероховатости в области малого притупления, где зарождается пограничный слой, затруднителен. Однако именно шероховатость притупленных кромок может являться главной причиной естественного реверса. Напротив, геометрию изолированного элемента неровности, расположенного в пограничном слое вдали от носка модели, легче контролировать при проведении экспериментальных исследований.

Ранее изучались сильно притупленные носовые части. Полученный результат согласуется с выводами предыдущих работ в области больших притуплений. Однако утверждение о сохранении эффективности элемента неровности при затуплении носовой части не является верным при малых радиусах притупления ввиду обнаруженного явления реверса.

Экспериментальные исследования энтропийного эффекта будут продолжены с неровностями различных высот. По мнению автора, результаты данной работы помогут в будущем объяснить явление реверса естественного перехода.

Работа выполнена в Центральном аэрогидродинамическом институте им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ) при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-79-10433). Автор выражает благодарность В.Н. Радченко за помощь при проведении эксперимента и первичной обработки данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morkovin M.V., Reshotko E., Herbert Th.* Transition in open flow systems: a reassessment // *Bull. Am. Phys. Soc.* 1994. V. 39. № 9. P. 1–31.
2. *Reda D.C.* Review and synthesis of roughness-dominated transition correlations for reentry applications // *J. Spacecraft Rockets.* 2002. V. 39. № 2. P. 161–167.
3. *Schneider S.P.* Effects of roughness on hypersonic boundary-layer transition // *J. Spacecraft Rockets.* 2008. V. 45. № 2. P. 193–209.
4. *Danehy P.M., Garcia A.P., Borg S., Dyakonov A.A., Berry S.A., Inman J.A., Alderfer D.W.* Fluorescence visualization of hypersonic flow past triangular and rectangular boundary-layer trips // *AIAA Paper 2007-536.* 2007.
5. *Danehy P., Ivey C., Inman J., Bathel B., Jones S., Jiang N., Webster M., Lempert W., Miller J., Meyer T., McCrea A.C.* High-speed PLIF imaging of hypersonic transition over discrete cylindrical roughness // *AIAA paper 2010-703.* 2010.
6. *Bathel B., Danehy P., Jones S., Johansen C., Goyne C.* Trip-induced transition measurements in a hypersonic boundary layer using molecular tagging velocimetry // *AIAA paper 2013-0042.* 2013.
7. *Casper K.M., Johnson H.B., Schneider S.P.* Effect of freestream noise on roughness-induced transition for a slender cone // *J. Spacecraft Rockets.* 2011. V. 48. № 3. P. 406–413.
8. *Wheaton B.M., Schneider S.P.* Roughness-induced instability in a hypersonic laminar boundary layer // *AIAA J.* 2012. V. 50. № 6. P. 1245–1256.
9. *Wheaton B.M., Schneider S.P.* Hypersonic boundary-layer instabilities due to near-critical roughness // *J. Spacecraft Rockets.* 2014. V. 51. № 1. P. 327–342.
10. *Reda D.C., Wilder M.C., Prabhu D.K.* Transition experiments on blunt bodies with isolated roughness elements in hypersonic flight // *J. Spacecraft Rockets.* 2010. V. 47. № 5. P. 828–835.

11. *Skuratov A.S., Fedorov A.V.* Experimental investigation of laminar-turbulent transition behind a three-dimensional roughness element in the boundary layer on a sharp cone // *Fluid Dyn.* 1990. V. 25. № 4. P. 544–549.
12. *Боровой В.Я., Скуратов А.С., Струминская И.В.* О существовании “пороговой” величины затупления пластины при интерференции косоугольного скачка уплотнения с пограничным и энтропийным слоями // *Изв. РАН. МЖГ.* 2008. № 3. С. 41–52.
13. *Боровой В.Я., Мошаров В.Е., Ноев А.Ю., Радченко В.Н.* Ламинарно-турбулентное течение вблизи клина, установленного на острой и затупленной пластинах // *Изв. РАН. МЖГ.* 2009. №3. С. 58–74.
14. *Боровой В.Я., Егоров И.В., Мошаров В.Е., Ноев А.Ю., Радченко В.Н., Скуратов А.С., Струминская И.В.* Трехмерное взаимодействие косоугольного скачка, генерируемого клином, с турбулентным пограничным слоем пластины в присутствии энтропийного слоя // *Уч. зап. ЦАГИ.* 2012. Т. XLIII. № 6. С. 3–17.
15. *Боровой В.Я., Егоров И.В., Мошаров В.Е., Радченко В.Н., Скуратов А.С., Струминская И.В.* Взаимодействие пересекающихся скачков уплотнения с пограничным слоем пластины в присутствии энтропийного слоя // *Изв. РАН. МЖГ.* 2013. № 5. С. 79–90.
16. *Chuvakhov P.V., Egorov I.V., Olivier H., Roghelia A.* Joint influence of high entropy layer and Goertler vortices on heat transfer in supersonic compression ramp flow // *Computational Thermal Sciences: An International J.* 2016. V. 8. № 6. P. 543–553.
17. *Чухахов П.В., Боровой В.Я., Егоров И.В., Радченко В.Н., Оливье Г., Рогелия А.* Влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // *Прикладная механика и техническая физика.* 2017. Т. 58. № 6. С. 23–40.
18. *Roghelia A., Chuvakhov P.V., Olivier H., and Egorov I.V.* Experimental investigation of Görtler vortices in hypersonic ramp flows behind sharp and blunt leading edges // *AIAA Paper 2017-3463.* 2017.
19. *McCauley W.D., Saydah A.R., Bueche J.F.* Effect of spherical roughness on hypersonic boundary-layer transition // *AIAA J.* 1966. V. 4. № 12. P. 2142–2148.
20. *Holloway P.F., Morrisette E.L.* Roughness effect on boundary-layer transition for blunt-leading-edge plates at Mach 6 // *NASA Technical note D-3517.* 1966.
21. *Stainback P.C.* Effect of unit Reynolds number, nose bluntness, angle of attack, and roughness on transition on a 5° half-angle cone at Mach 8 // *NASA Technical Note D-4961.* 1969.
22. *Potter J.L., Whitfield J.D.* Effects of slight nose bluntness and roughness on boundary-layer transition in supersonic flow // *J. Fluid Mech.* 1962. V. 12. № 4. P. 501–535.
23. *Chuvakhov P.V.* Controlled experiment on isolated roughness-induced transition in sharp flat plate hypersonic flows // *AIP Conf. Proc.* 2027, 030160. 2018. 19th Int. Conf. Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2018), Novosibirsk, Russia.
24. *Borovoy V., Mosharov V., Noev A., Radchenko V.* Temperature sensitive paint application for investigation of boundary layer transition in short-duration wind tunnels // *Progress in Flight Physics.* 2012. V. 3. P. 15–24.
25. *Stetson K.F., Rushton G.H.* Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at $M=5.5$ // *AIAA J.* 1967. V. 5. № 5. P. 899–906.
26. *Stetson K.F.* Nosetip bluntness effects on cone frustum boundary layer transition in hypersonic flow // *AIAA Paper 83-1763.* 1983.
27. *Бражко В.Н., Ваганов А.В., Ковалева Н.А., Колина Н.П., Липатов И.И.* Экспериментальные и расчетные исследования перехода в пограничном слое на затупленных конусах при сверхзвуковом обтекании // *Уч. Зап. ЦАГИ.* 2009. Т. XL. № 3. С. 21–27.
28. *Александрова Е.А., Новиков А.В., Утюжников С.В., Федоров А.В.* Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода на затупленном конусе // *ПМТФ.* 2014. № 3. С. 5–16.
29. *Vaganov A., Noev A., Radchenko V., Skuratov A., Shustov A.* Laminar–turbulent transition reversal on blunt ogive body of revolution at hypersonic speeds // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering.* 2018. <https://doi.org/10.1177/0954410018788737>.
30. *Simeonides G.S.* Correlation of laminar-turbulent transition data over flat plates in supersonic / hypersonic flow including leading edge bluntness effects // *Shock Waves.* 2003. V. 12. P. 497–508.
31. *Егоров И.В., Новиков А.В.* Прямое численное моделирование ламинарно-турбулентного обтекания плоской пластины при гиперзвуковых скоростях потока. // *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* 2016. Т. 56. № 6. С. 1064–1081.
32. *Van Driest E.R., Blumer C.B.* Boundary-layer transition at supersonic speeds – three-dimensional roughness effects (spheres) // *J. Aerospace Sci.* 1962. V. 29. № 8. P. 909–916.