

УДК 533.6.02

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКА ТЕПЛА В ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ, ВЫЗВАННОГО СТРЕЛОВИДНЫМ СТАБИЛИЗАТОРОМ ПРИ $M = 6$

© 2020 г. Ф. Чжан^{a,*}, С. Х. Йи^a, С. В. Су^a, Х. Б. Нью^a, С. Г. Лу^a

^a Колледж аэрокосмических наук и машиностроения,
Национальный университет оборонных технологий, Чангша, Хунань, КНР

*E-mail: zhangfeng_nudt@163.com

Поступила в редакцию 11.09.2019 г.

После доработки 20.11.2019 г.

Принята к публикации 19.12.2019 г.

Структуры нестационарного течения и распределение поверхностного потока тепла в поле интерференционного течения, вызванного стабилизатором с прямой стреловидностью, зарегистрированы средствами рассеяния на наночастицах лазерным ножом и методом термочувствительных красок при числе Маха $M = 6$. Одновременно для моделирования поля течения решаются уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, с использованием $k-\omega$ SST (переноса сдвиговых напряжений) модели турбулентности. Численные результаты анализируются и сравниваются с данными экспериментов. В экспериментах наблюдались типичные структуры течения в области влияния стреловидного стабилизатора, которые включают отошедшую головную ударную волну, зону отрыва, тонкий пограничный слой около стабилизатора, подковообразный вихрь и т.д. Численные результаты хорошо согласуются с изображениями, полученными методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом. Что касается распределения теплового потока, в экспериментах наблюдалась область со стороны передней кромки стабилизатора с высокой тепловой нагрузкой, обусловленной отрывом потока, и область с ростом теплового потока, вызванного головной ударной волной. Численные результаты по потоку тепла, вызванного головной ударной волной, имеют хорошее согласие с данными экспериментов, однако результаты в области высокого теплового потока вблизи передней кромки стабилизатора имеют гораздо большее отличие от данных эксперимента из-за повторного присоединения пограничного слоя, что, тем не менее, нуждается в дальнейшем уточнении.

Ключевые слова: гиперзвуковой поток, стабилизатор с прямой стреловидностью, визуализация течения, тепловой поток, ударная волна

DOI: 10.31857/S056852812004012X

Стабилизатор с прямой стреловидностью широко используется в качестве компоненты аэродинамического управления в дозвуковых, сверхзвуковых и гиперзвуковых летательных аппаратах. Однако в условиях гиперзвукового потока сложное течение, которое включает в себя такие явления, как взаимодействие ударной волны с пограничным слоем, взаимодействие между ударными волнами, отрыв пограничного слоя и его повторное присоединение, будет существовать в области между управляющим стабилизатором, крылом и фюзеляжем, что будет приводить к значительному аэродинамическому нагреву и сильно влиять на безопасность летательного аппарата. По этой причине исследования структуры течения и распределения потока тепла около стреловидного стабилизатора в условиях гиперзвукового потока имеют определяющую значимость для конструкторской работы при проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов и разработке их тепловой защиты.

Исследования, посвященные таким течениям, восходят к началу 60-х годов прошлого столетия. В ранних исследованиях были исследованы турбулентный отрыв и взаимодействие между ударной волной и пограничным слоем, вызванные возмущениями руля направления самолета, с помощью измерений давления, наблюдениями за потоками масла и другими методами визуализации течения. Было выявлено важное влияние геометрических параметров таких, как диаметр передней кромки и угол стреловидности, на размер зоны отрыва [1, 2]. Для взаимодействия меж-

ду ударной волной и пограничным слоем, индуцированного острым стабилизатором, была повсеместно принята теория квазиконического течения, которая основывалась на соображениях наличия у поля течения конической симметрии по отношению к некоторой точке [3, 4]. Для изучения взаимосвязи между структурами течения и распределением теплового потока, в ударной аэродинамической трубе были выполнены экспериментальные исследования характеристик теплопереноса двумерных отрывных течений [5–7]. В этих исследованиях был изучен отрыв гиперзвукового турбулентного пограничного слоя, обусловленный воздействием вертикальных цилиндрических выступов [5], поверхностных уступов [6] и рулей направления [7] соответственно. Наблюдалась взаимосвязь между распределением теплового потока и положением отрывных вихрей. В [8, 9] были выполнены экспериментальные исследования аэродинамического нагрева, вызванного затупленными стабилизаторами (килеобразными ребрами), при условиях гиперзвукового потока с использованием измерений потоков масла, пульсирующего давления и потоков тепла. Было изучено влияние геометрических параметров и числа Маха на распределение потока тепла и турбулентный отрыв соответственно. В [10] с помощью экспериментального и численного моделирования были получены основные характеристики поля интерференционного течения, индуцированного взаимодействием затупленного стабилизатора и пластины с ламинарным пограничным слоем при $M = 7.97$. Структура и распределение поля течения были проанализированы с помощью метода Теплера и измерения поверхностного давления. В [11] была измерена температура в поле течения около затупленного стабилизатора при $M = 6.7$ с жидкокристаллическим покрытием и реализована визуализация поверхностного течения за счет использования поверхностного масляного потока. В [12] был количественно измерен аэродинамический нагрев в области гиперзвукового крыла и основания стабилизатора при $M = 8$ в ударной трубе T4 и систематически изучено влияние угла стреловидности на структуры течения и распределение потока тепла в области взаимодействия. В [13] было изучено влияние энтропийного слоя на взаимодействие ударной волны с пограничным слоем, обусловленное наличием одиночного и двойного стабилизаторов, в аэродинамической трубе Людвига с различными состояниями набегающего потока при $M = 5, 6$ и 8 посредством измерений потока тепла и давления и с помощью визуализации течения.

В связи с быстрым развитием компьютерных технологий численное моделирование играет все более важную роль в изучении механизмов сложных течений и условий воздействия тепловых нагрузок на гиперзвуковые летательные аппараты. В [14] были всесторонне проанализированы факторы, влияющие на точность предсказания тепловых потоков на стенке и оценена эффективность четырех общепринятых моделей турбулентности в инженерных расчетах, включая модели Болдуина–Ломакса и Спаларта–Олмараса, а также $k-\omega$ и SST модели, основанные на расчете потока тепла в гиперзвуковом течении с двойным эллипсоидом. В то же время тепловые потоки вблизи затупленных стабилизаторов с различными углами стреловидности были рассчитаны при больших числах Маха. Это позволило выявить закономерности влияния угла стреловидности на максимальный поток тепла на передней кромке стабилизатора. В [15], в рамках уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, была рассчитана область течения, возникающего при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем и индуцированного острым килевидным ребром с различными углами атаки при $M = 5$. Результаты достаточно хорошо воспроизводят структуры течения, наблюдаемые в экспериментах, однако, возникают большие различия в рассчитанном и экспериментально наблюдаемом максимальном сопротивлении трения и тепловом потоке. Это позволяет сделать вывод, что причиной этих различий является неспособность моделей турбулентности “ухватить” сущность крупномасштабной неустойчивости и трехмерную пространственную картину течения. В [16, 17] уравнения Навье–Стокса и уравнения идеальной газовой динамики решались численно параллельным кодом C++, написанным авторами этого исследования, и было изучено взаимодействие при $M = 14$ между ударной волной и ламинарным пограничным слоем, вызванное затупленным стабилизатором, установленным на пластине. Осредненный тепловой поток, рассчитанный на поверхности затупленного стабилизатора, сравнивался с результатами экспериментов и было отмечено хорошее совпадение между ними.

Несмотря на то что были проведены многочисленные исследования поля течения, вызванного воздействием гиперзвукового стабилизатора, этих исследований все еще недостаточно как для глубокого понимания механизма течения, так и для предсказания распределения теплового потока. В настоящем исследовании на базе применения метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом, который позволяет визуализировать поле течения с высоким пространственным и временным разрешением, получены изображения высокого качества поля интерференционного течения, вызванного наличием стабилизатора (килевидного ребра) с прямой стреловидностью в

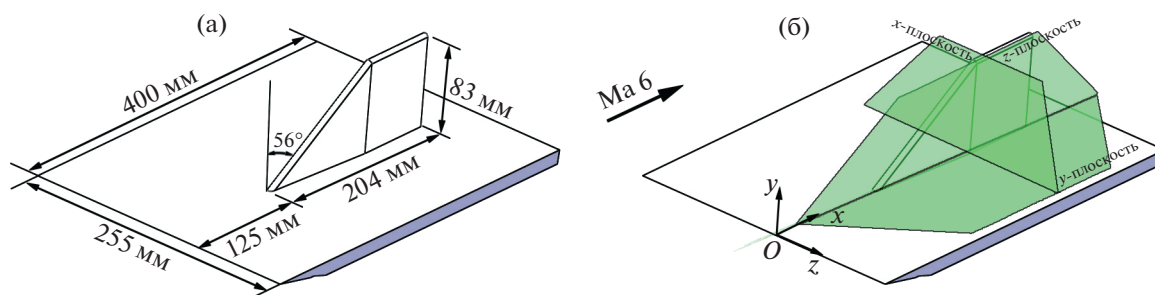


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной модели (а); расположение плоскостей излучения лазера (б).

разных положениях и разных проекциях. Используя метод термочувствительных красок, измерено распределение потока тепла в этом поле течения. Выполнено дополнительное численное моделирование для лучшего понимания механизма развития таких полей течения. Результаты экспериментов анализируются и сравниваются с результатами численного моделирования. В дальнейшем продолжатся исследования механизма возникновения поля течения, индуцированного стабилизатором с прямой стреловидностью в условиях гиперзвукового потока.

1. МОДЕЛИ, АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТРУБА И ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ

Схематическое изображение модели приведено на рис. 1а. Стреловидный стабилизатор с закругленной передней кромкой смонтирован на плоской пластине длиной 400 мм и шириной 255 мм. Стабилизатор имеет длину 204 мм и высоту 83 мм. Радиус передней кромки 3 мм и угол стреловидности 56° . Толщина подложки стабилизатора равна 20 мм, так что имеется угол расширения потока от передней кромки стабилизатора до основания. Стабилизатор располагается на плоской пластине так, что расстояние от ее передней кромки до стабилизатора составляет 125 мм. Некоторые ключевые параметры приведены на рис. 1а.

Эксперименты были выполнены при числе Маха потока $M = 6$ в аэродинамической трубе с низким уровнем шума, установленной в Национальном университете оборонных технологий (НУОТ). Двумерное квадратное сопло аэродинамической трубы спроектировано так, чтобы обеспечить поле течения хорошего качества. Аэродинамическая труба имела рабочую часть квадратного сечения 260×260 мм. В табл. 1 приведены параметры течения в условиях эксперимента.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты, в которых производилась как визуализация течения, так и измерения тепловых потоков, были выполнены на вышеописанной модели, изготовленной из стали и бакелита, соответственно. Мгновенные изображения структур потока были получены методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом, а распределение потока тепла было измерено методом термочувствительных красок.

2.1. Метод рассеяния на наночастицах лазерным ножом

Метод рассеяния на наночастицах лазерным ножом представляет собой способ визуализации течения, предложенный в 2007 г. [18]. Этот метод весьма часто использовался в течение последнего десятилетия. Используемая при этом система состоит из компьютера, синхронизирующего

Таблица 1. Параметры течения

Число Маха M	Полное давление P_0 , МПа	Полная температура T_0 , К	Число Рейнольдса на единицу длины Re_∞/M , m^{-1}
6.0	0.6	400	7.65×10^6

устройства, камеры на приборе с зарядовой связью (ПЗС–камеры), импульсного лазера и генератора наночастиц. Когда система работает, наночастицы, нагнетаемые газом высокого давления, впрыскиваются и смешиваются с набегающим потоком. Затем двухрезонаторный лазер на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом, управляемый компьютером и синхронизатором, испускает два пучка лазерного излучения. С помощью цилиндрических линз эти пучки трансформируются, лазерный нож, который будет генерировать рэлеевское рассеяние на наночастицах при освещении поля течения. ПЗС-камера производит фотографирование в соответствии с установленной временной последовательностью, а компьютер получает и сохраняет экспериментальные изображения.

В экспериментах с визуализацией течения размер наночастиц был около 5 нм, что позволяло наночастицам адекватно следовать за потоком, как было доказано в предыдущих работах [18]. Время экспозиции ПЗС-камеры равнялось длительности лазерного импульса, который был около 6 нс, поэтому изображения потока, полученные за столь короткое время, могут рассматриваться как мгновенные.

Чтобы описать плоскость изображения более наглядно, введем декартову систему координат. В ней начало координат расположено в точке, в которой передняя кромка плоской пластины пересекается с плоскостью симметрии стабилизатора. Ось x направлена по потоку, ось y перпендикулярна плоскости пластины, так что ось z может быть определена условием правосторонности системы координат (по правилу правой руки). В настоящем исследовании все результирующие направления, т.е. плоскости z , y и x , обычно называются направлениями вдоль по потоку, поперек потока (в направлении размаха) и нормальным направлением соответственно. Как показано на рис. 1б, изображенные плоскости зависят от расположения лазерного ножа.

Имеется разница расположения направлений при формировании изображения плоскости x с двумя другими направлениями по причине положения ПЗС-камеры. При формировании изображения в плоскости x ПЗС-камера неспособна определить местонахождение в направлении, вертикальном по отношению к плоскости x , по причине препятствия в виде стенки трубы. Для того, чтобы сформировать изображение в этом направлении, ПЗС-камера должна быть расположена лицом к плоскости объекта с некоторым углом наклона. Тогда, с помощью прибора Schemiflüg, часто используемого в трехмерных PIV системах [19], можно реализовать наведение на плоскость объекта. Следует отметить, что полученные таким образом изображения должны быть калиброваны в анализе, основанном на использовании фактических величин.

2.2. Метод термочувствительных красок

В аэродинамических трубах длительного действия метод термочувствительных красок используется длительное время [20]. Этот метод основывается на термическом гашении свечения органического красителя. Типичное покрытие изготавливается путем смешения связующих веществ с люминесцентными молекулами и растворения их в некотором растворителе. Чтобы избежать влияния кислородного гашения на температурную точность люминесцентных молекул, связующее вещество должно иметь характеристики непроницаемого кислорода. Таким образом, влиянием изменения давления на точность можно пренебречь [21]. В настоящем исследовании в качестве склеивающего вещества была выбрана поливинилбутанальная смола, растворителем был 99.9% абсолютизированный этанол.

Как показано на рис. 2а, типичная система состоит из покрытия, возбудителя света, оптического фильтра, детектора и системы регистрации данных. Перед экспериментом модель равномерно покрывалась термочувствительной краской с помощью краскопульта и помещалась на несколько часов в термостатический резервуар при подходящей температуре для просушки. Во время эксперимента возбуждающий свет со специальной длиной волны был использован для освещения модели. При возбуждении светом люминесцентные молекулы в термочувствительной краске будут излучать свет, интенсивность которого связана с температурой вокруг люминесцентных молекул. В то же время, поскольку длина волны излучаемого света зачастую больше, чем длина волны возбуждающего света, удобно обнаружить и записать сигналы излученного света без интерференции с возбуждающим светом, используя подходящий оптический фильтр. Наконец, при использовании последующей обработки данных можно получить распределение температуры и потока тепла на поверхности модели. Детали метода последующей обработки данных можно найти в [13].

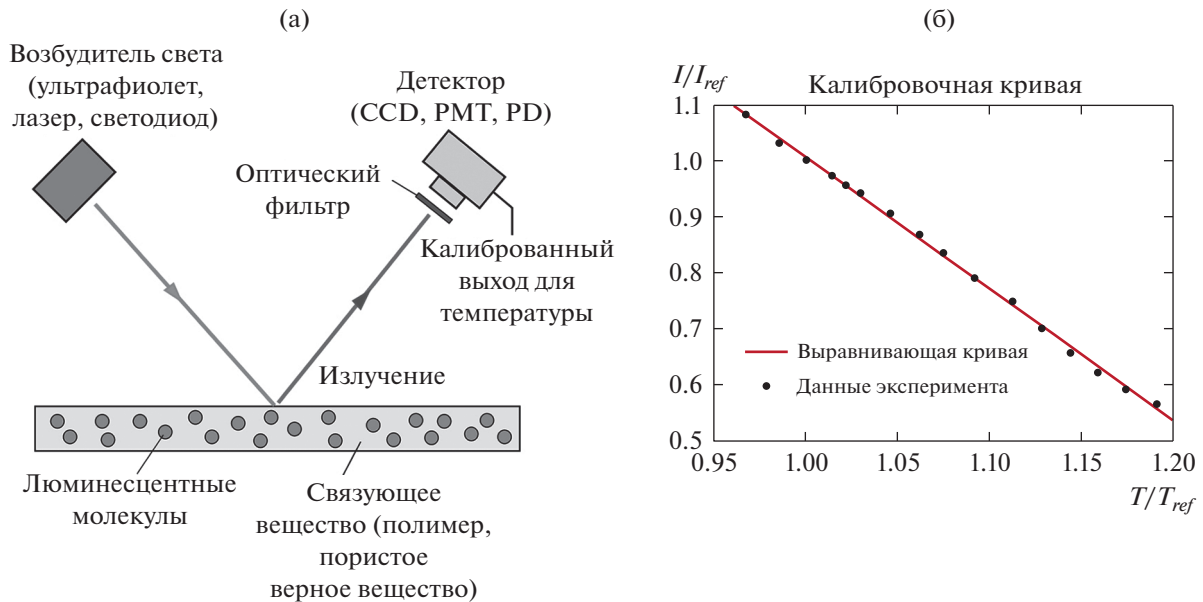


Рис. 2. Состав системы термочувствительных красок (а); тарировочная кривая для термочувствительных красок (б).

На рис. 2б приведена тарировочная кривая для термочувствительных красок, использованных в экспериментах при эталонной температуре 20°C (293.15 К). Уравнение тарировочной кривой имеет вид

$$\frac{I}{I_{ref}} = -2.347 \frac{T}{T_{ref}} + 3.353 \quad (2.1)$$

Как показано на рис. 2б, внутри некоторого температурного диапазона имеет место линейное соотношение между изменением температуры и интенсивностью света. При экспериментальных условиях начальная температура незначительно влияет на результаты измерений.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для того, чтобы обеспечить всестороннее понимание явлений, происходящих в поле течения, вызванного стреловидным стабилизатором, были выполнены дополнительные численные расчеты посредством решения уравнений Навье—Стокса, осредненных по Рейнольдсу, с использованием пакета Fluent V18.0 с не зависящим от времени неявным солвером, базирующимся на расчетах плотности. Градиенты течения были представлены с использованием пространственной дискретизации в форме базовой сетки Грина—Гаусса и потоки были рассчитаны с использованием адвективного метода второго порядка расщепления потоков против течения, предложенного в [22]. Замыкание в модели турбулентности было достигнуто с помощью $k-\omega$ SST модели переноса сдвиговых напряжений из двух уравнений [23], которая, как было доказано, подходит для расчета отрывных течений и потоков тепла [14].

Расчетная модель была построена по аналогии с экспериментальной установкой, включая положение модели и размеры рабочей секции. Как входное, так и выходное сечения имели размеры 260×260 мм. В то же время расстояния от входного сечения до передней кромки плоской пластины и от ее задней кромки до выходного сечения равнялись 200 мм.

В численном моделировании граничные условия были следующими: входное сечение можно охарактеризовать как входное отверстие для нагнетания газа. Для того, чтобы генерировать набегающий поток с $M = 6$, общее давление задавалось равным 0.6 МПа и манометрическое давление было равным 380 Па. Общая температура составляла 400 К. Выходное сечение можно охарактеризовать как выпускное отверстие для сброса давления, в котором манометрическое давление равнялось 380 Па. Полная температура противотока составляла 298.15 К, что совпадало с температурой внутри помещения. Стабилизатор и плоская пластина, как и стенки трубы, могут

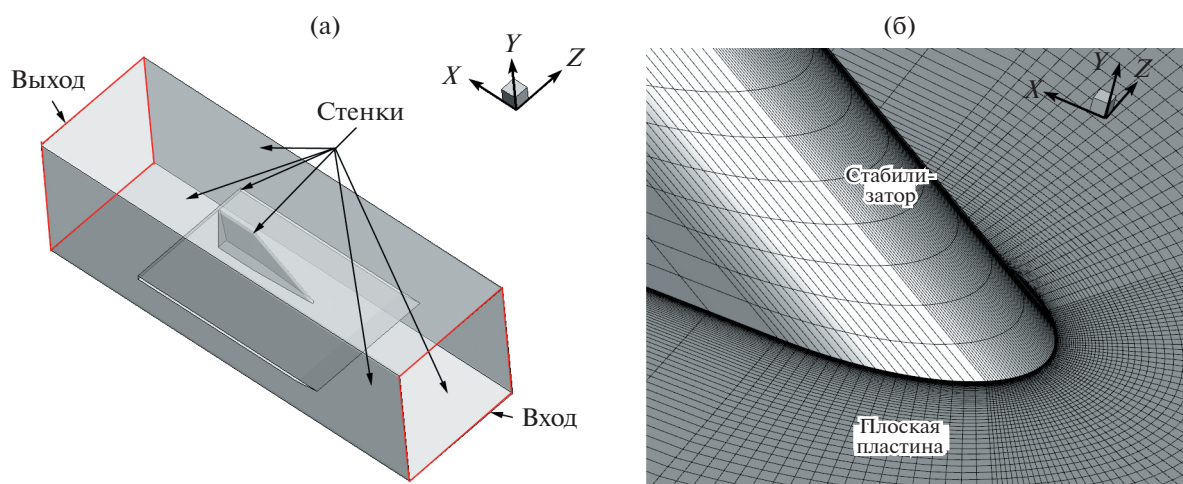


Рис. 3. Вычислительная модель и граничные условия (а); расчетная сетка передней кромки стабилизатора (б).

быть охарактеризованы как изотермические стенки с отсутствием скольжения при той же температуре 298.15 К. Граничные условия кратко помечены на рис. 3а.

Полностью структурированные многоблочные расчетные сетки генерировались с использованием пакета Ansys ICEM, который является коммерческим программным продуктом генерирования сеток для создания многоблочных расчетных сеток с шестигранными элементами. Чтобы получить приемлемое пространственное разрешение, в рассматриваемой области использовалось приблизительно 9.7 млн ячеек. Сгущение (кластеризация) и вложения ячеек на расчетной сетке вблизи поверхностей плоской пластины-подложки и стабилизатора были выполнены с использованием ICEM при относительном удлинении 1.05, причем первое расстояние от стенки было задано, чтобы обеспечить y^+ менее, чем 0.2, что рассматривается достаточно малым, чтобы разрешить термический пограничный слой [24]. Поверхностная сетка на передней кромке стабилизатора изображена на рис. 3б.

Итерации продолжались до тех пор, пока остаточные значения массы и количества движения не становились меньше 10^{-6} и остаточное значение энергии не становилось меньше 10^{-7} . Было проведено несколько предварительных расчетов, чтобы обеспечить независимость вычислений от размеров сетки.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Набегающий пограничный слой

Эксперимент с визуализацией течения в набегающем пограничном слое на плоской пластине без стабилизатора при текущих экспериментальных условиях был проведен методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом. Были получены картина течения и информация о толщине пограничного слоя в месте расположения передней кромки стабилизатора (когда он установлен). Как изображено на рис. 4а, при $X = 125$ мм, где располагается передняя кромка стреловидного стабилизатора, набегающий пограничный слой представляет собой стабильное ламинарное течение с толщиной около 2.1 мм.

4.2. Картина течения

На основании результатов численного моделирования поле течения, возмущенного стреловидным стабилизатором, можно проанализировать более наглядным и всесторонним образом. На рис. 5а и 5б изображены предельные линии тока и поверхностное распределение давления в поле течения, возникшего под воздействием стабилизатора. На рис. 5а кривая А представляет собой линию отрыва, генерированного головной ударной волной в пограничном слое, и В представляет собой точку повторного присоединения отрывного течения на передней кромке стабилизатора, которая расположена на высоте около 2.8 мм от плоской пластины. После присоединения в точке В, течения от линии присоединения на передней кромке обтекают обе стороны стабилизатора, вновь отрываясь на F (изображенной на рис. 5б) на боковой стороне стабили-

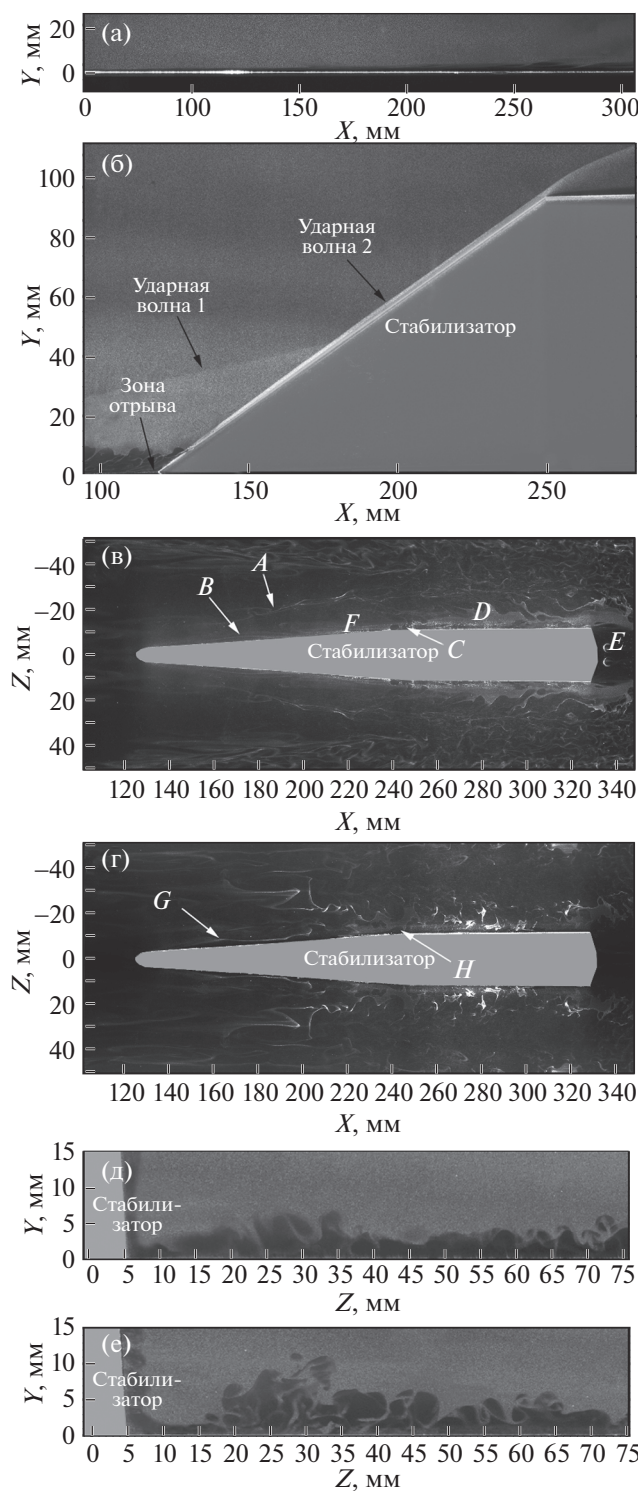


Рис. 4. Изображение визуализации течения набегающего пограничного слоя (а); изображение визуализации течения в центральной плоскости стабилизатора (б); изображение визуализации течения в плоскости $Y = 2$ мм (в); изображение визуализации течения в плоскости $Y = 4$ мм (г); пограничный слой в плоскости $X = 205$ мм (д); пограничный слой в плоскости $X = 260$ мм (е).

затора и повторно присоединяются в положении, которое очень близко к стабилизатору на пластике, образуя линии повторного присоединения С. Начиная с линии повторного присоединения С, часть потока течет вовнутрь, в сторону стабилизатора, образуя пограничный слой, кото-

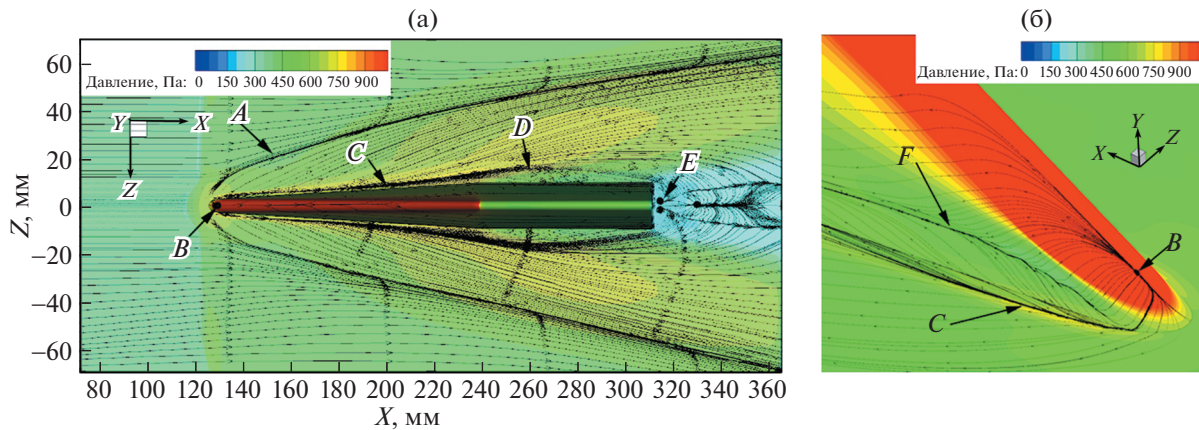


Рис. 5. Распределение давления и предельные линии тока на поверхности пластины (а); распределение линий тока на передней кромке стабилизатора (б).

рый развивается в обратном направлении на боковой поверхности основания стабилизатора, тогда как другая часть потока течет в направлении от стабилизатора. Как можно видеть, в области вне линии отрыва А воздушный поток не втекает в интерференционную область. Все линии тока внутри линии отрыва А направлены от линии повторного присоединения С, образованной потоками, приходящими от передней кромки стабилизатора. Благодаря непосредственному воздействию на переднюю кромку стабилизатора со стороны гиперзвукового течения, температура этой части воздушного потока была, очевидно, выше, чем температура основного течения, что стало основным источником высокой тепловой нагрузки вокруг стреловидного стабилизатора. На задней стороне форма расширения передней части стабилизатора заканчивается; таким образом, масштаб стабилизатора в направлении оси Z относительно уменьшается по сравнению с первоначальным трендом. При расширении потока в канале возникает некоторый градиент давления, который перемещает линию повторного присоединения С, вынуждая ее искривиться внутрь в точке D, и в конце концов приводит течение в концевую вихревую структуру в точке E.

4.3. Изображения, полученные методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом

На рис. 4б изображены структуры потока, полученные при наличии стреловидного стабилизатора, установленного на плоской пластине в расчетном положении, и плоскостей лазерного излучения для системы рассеяния на наночастицах лазерным ножом, привязанной к симметричной позиции стабилизатора. Метод рассеяния на наночастицах лазерным ножом четко выделяет ударную волну “Shock1,” вызванную передней кромкой пластины и отсоединенную головную ударную волну “Shock2,” обусловленную влиянием стреловидного стабилизатора. Из-за малого радиуса передней кромки стабилизатора и большого числа Маха потока, в этом месте расстояние от отошедшей ударной волны до поверхности стабилизатора очень маленькое, причем оно постепенно увеличивается от основания стабилизатора до его верхней части, а максимум составляет всего лишь 1.9 мм. Ламинарный пограничный слой отрывается от передней части стабилизатора и переходит в турбулентное состояние.

Далее, были зарегистрированы структуры течения в плоскости поперек потока. На рис. 4в и 4г представлены результаты визуализации в плоскостях, расположенных на расстояниях 2 и 4 мм соответственно от поверхности пластины. Следует отметить, что поле течения можно наблюдать только с одной стороны, поскольку стабилизатор заслоняет плоскость лазерного излучения. Для того, чтобы сделать изображения более наглядными, полученная визуализация потока была зеркально отражена относительно центральной линии. В соответствии с принципами метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом, можно сделать вывод, что область с более яркими оттенками серого (более яркая шкала) расположена ближе к основному потоку и область с менее яркими оттенками серого (более темная шкала) расположена ближе к пограничному слою. Полосчатые структуры светлых и темных фаз представляют смешение пограничного слоя и основного потока, т.е. турбулентные структуры. На этих изображениях можно наблюдать вихревую структуру световых полос в положениях В и Г, непрерывную подковообразную вихревую структуру, образовавшуюся в положении А, пограничный слой вдоль боковой поверхности стрело-

видного стабилизатора в положениях С и Н, и очевидные концевые вихревые структуры в положении Е. На обеих сторонах стабилизатора с прямой стреловидностью присутствуют некоторые существенно более яркие области, обозначенные F. Таким образом, можно высказать обоснованное предположение, что в этих местах пограничный слой значительно тоньше, чем сбоку, что можно проверить посредством результатов визуализации течения в плоскости X.

С помощью прибора Schemiflüß, поддерживающего фокусировку, были получены изображения структуры потока в X плоскостях, представленные на рис. 4д и 4е после коррекции искажений, вносимых линзами, для плоскостей, отстоящих на 80 мм ($X = 205$ мм) and 135 мм ($X = 260$ мм) от передней кромки. Результаты, полученные в X плоскостях, показывают, что пограничный слой на стабилизаторе очевидно более тонкий и постепенно утолщается по мере того, как расстояние от стабилизатора возрастает в направлении Z. При $X = 205$ мм самый толстый пограничный слой имеет место при $Z = 25 \sim 30$ мм, его толщина составляет около 5 мм. При $X = 260$ мм самый толстый пограничный слой при $Z = 30 \sim 35$ мм, составляя около 10 мм. Дальше от поверхности стабилизатора толщина пограничного слоя уменьшается и затем выравнивается.

4.4. Распределение потока тепла

Поверхностное распределение потока тепла на модели было измерено методом термочувствительных красок и результаты воспроизведены на рис. 6а. Две зоны А и В с высокой тепловой нагрузкой расположены вблизи боковых сторон стабилизатора. Область А, отстоящая приблизительно на 5 мм от основания передней кромки, простирается внутри координат со значениями $X = 130 - 150$ мм, $Z = 1 - 9$ мм и в ней максимальный поток тепла составляет около 4500 Вт/м². Область В, которая отстоит приблизительно на 45 мм от основания передней кромки, больше области А, лежит внутри координат со значениями $X = 180 - 220$ мм, $Z = 2 - 10$ мм и в ней максимальный поток тепла составляет около 4200 Вт/м². Головная область, обозначенная как С, есть внешняя кромка области, в которой поток тепла растет в окрестности стабилизатора. Ее положение аналогично положению подковообразного вихря, обнаруженного при визуализации течения, что обусловлено ростом потока тепла, генерированного головной ударной волной, индуцированной стабилизатором.

4.5. Сравнение экспериментальных результатов с данными численного моделирования

Результаты экспериментов по визуализации течения и данные численного моделирования сравнивались между собой с точки зрения структуры течения. Ввиду наличия положительной корреляции между шкалой яркости изображений при визуализации течения и распределением плотности в поле течения, линии равной плотности при одинаковом расположении, найденные численным моделированием, сравнивались с изображениями, полученными методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом. В результатах, полученных численным моделированием (рис. 7а), угол наклона ударной волны, индуцированной передней кромкой пластины, равен 12.2° , что согласуется с результатами визуализации течения. Наибольшее расстояние отошедшей головной ударной волны от поверхности стабилизатора было около 2.4 мм. Это несколько превышает экспериментальные значения, что может быть вызвано численной вязкостью. Вблизи передней части стабилизатора при $x = 120$ мм толщина пограничного слоя равна 5.9 мм. Это значение было определено по положению в течении, где плотность составляет 0.99 от ее значения в основном потоке. В таком положении это дает разницу в 6.3% со средней толщиной пограничного слоя (около 6.3 мм), найденной на основании 100 изображений, полученных методом рассеяния на наночастицах лазерным ножом.

Сравнения экспериментальные результаты, изображенные на рис. 4в и 4г, с линиями тока, полученными численным моделированием и изображенными на рис. 5а и 5б, можно найти, что положение ярких структур потока в позициях В и С на рис. 4в согласуется с положением линии повторного присоединения С в результатах, полученных численным моделированием. Поток воздуха, расположенный ближе к основному течению, входит в пограничный слой и сходится на линии повторного присоединения С, так что здесь происходит смешение основного течения и пограничного слоя. Это приводит к яркой полосатой вихревой структуре. По сравнению с результатами расчета, положение подковообразного вихря ближе к стабилизатору, чем линия отрыва А. При $X = 205$ мм подковообразный вихрь расположен при $Z = 23$ мм и линия отрыва А при $Z = 36$ мм. Далее, плоскость при $X = 205$ мм была экстрадирована и ее плоские линии тока были изображены и проанализированы вместе с линиями равной плотности (рис. 7б). Можно видеть, что положение головной ударной волны есть примерно $Z = 20$ мм при $Y = 10$ мм. Когда ударная волна простирается дальше внутри пограничного слоя, возникает “λ-образная ударная волна.”

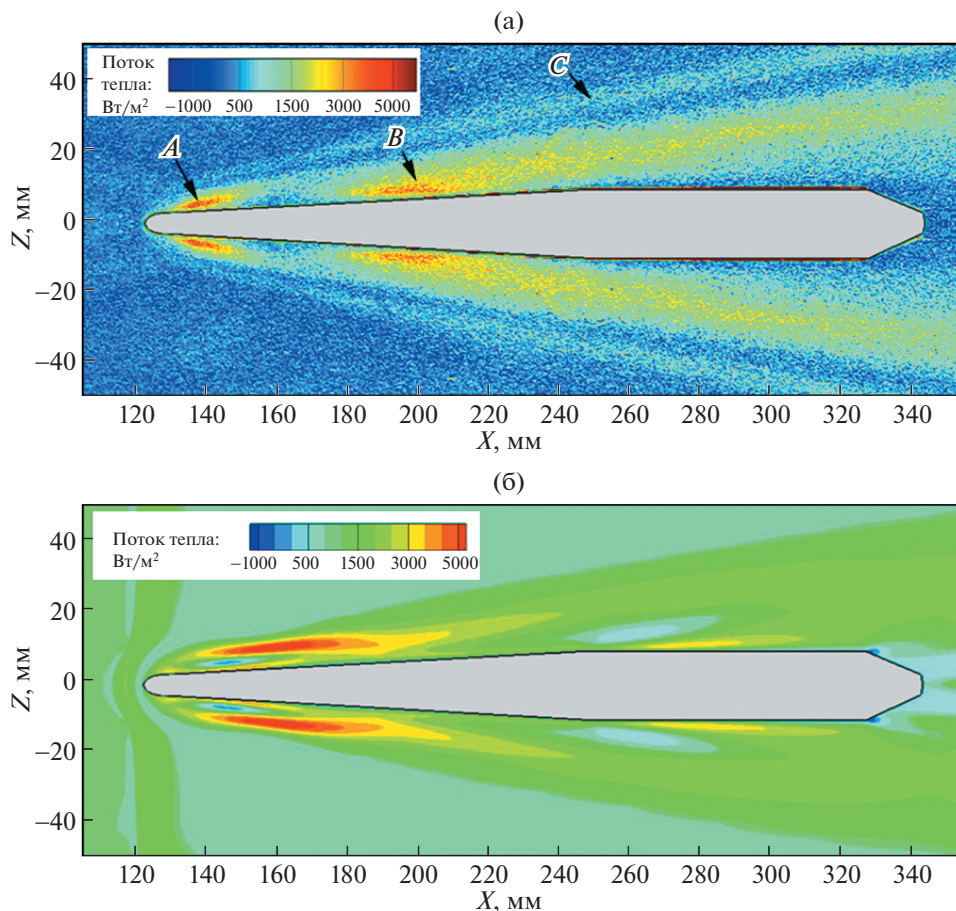


Рис. 6. Распределение потока тепла, измеренного методом термочувствительных красок (а); распределение потока тепла на поверхности, полученное численным моделированием (б).

Положение линии отрыва А согласовано с положением ударной волны отрыва в структуре “ λ -скачка,” тогда как подковообразный вихрь возникает между окончательной ударной волной и ударной волной отрыва в λ -образной ударноволновой структуре, что грубо соответствует положению, при котором основная ударная волна простирается до стенки. В то же время, согласно результатам эксперимента, крайняя зона с ростом теплового потока находится при $Z = 23$ мм, что согласуется с положением подковообразного вихря. Следовательно, можно сделать вывод, что сильный рост тепловой нагрузки в этой зоне вызван сжатием потока в головной ударной волне, что вынуждает основной поток приблизиться к поверхности пластины.

На рис. 7в и 7г изображены линии равной плотности в пограничном слое при $X = 205$ и 260 мм соответственно. Сравнивая результаты численного моделирования с изображениями, полученными в экспериментах в одном и том же положении, можно сделать вывод, что результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Имеется тонкая область пограничного слоя вокруг стабилизатора, толщина которой возрастает с боковой стороны стабилизатора к положению ударной волны. Когда толщина пограничного слоя несколько меньше, пограничный слой в конце концов становится устойчивым.

Однако с точки зрения адекватности воспроизведения потока тепла результаты численного моделирования имеют некоторое отличие от результатов экспериментов. Как показано на рис. 6б, численный расчет предсказывает зону с высокой тепловой нагрузкой на боковой стороне передней кромки стабилизатора, однако она расположена ниже по потоку, нежели это дают результаты экспериментов. В этой зоне максимальное значение потока тепла равнялось 6600 Вт/м^2 , что на 50% больше, чем наблюдалось в экспериментах. В то же время протяженность области с высокой тепловой нагрузкой была больше, чем наблюдается в экспериментах. Однако

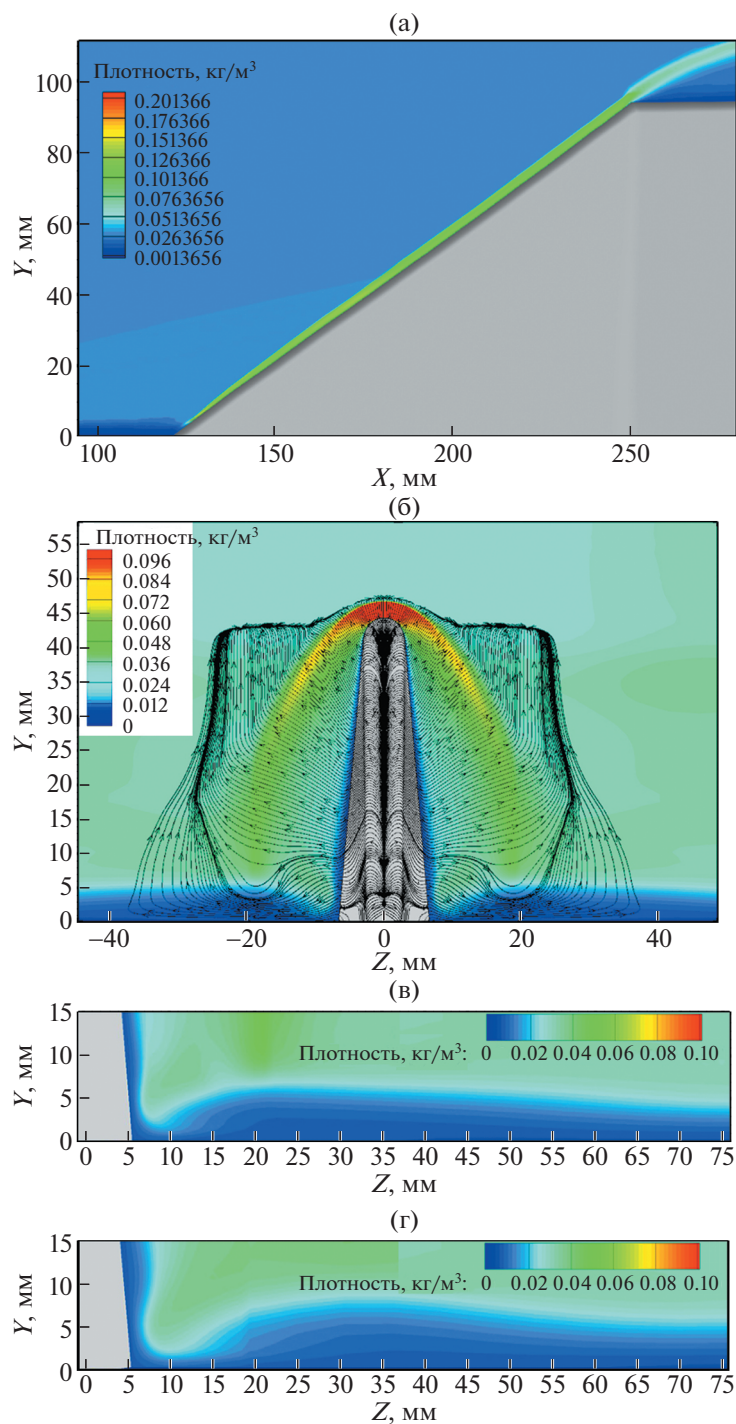


Рис. 7. Линии равной плотности в плоскости $Z = 0$ мм (а); плоские линии тока и линии равной плотности при $X = 205$ мм (б); линии равной плотности в пограничном слое при $X = 205$ мм (в); линии равной плотности в пограничном слое при $X = 260$ мм (г).

поскольку ударная волна на наиболее удаленной части стабилизатора приводит к росту потока тепла в области головной ударной волны, численные результаты расчетов потока тепла хорошо согласуются с результатами экспериментов как по величине, так и по положению; поэтому можно видеть, что еще имеются возможности для улучшения численного моделирования при расчетах в зоне с высокой тепловой нагрузкой.

ВЫВОДЫ

Поле взаимодействия потока, обусловленное наличием стабилизатора с прямой стреловидностью, исследовано экспериментально при $M = 6$ посредством визуализации потока и измерениями потока тепла при использовании метода рассеяния на наночастицах лазерным ножом и метода термочувствительных красок. Кроме того, дополнительно было выполнено численное моделирование поля течения с помощью решения уравнений Навье—Стокса, осредненных по Рейнольдсу, и использования $k-\omega$ SST модели турбулентности ($k-\omega$ модели переноса сдвиговых напряжений). Проведя сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов численного моделирования, были сделаны следующие выводы:

1. При условиях гиперзвукового течения, ламинарный пограничный слой вверх по потоку от стабилизатора отрывается по головной линии отрыва, которая расположена вне головной отошедшей ударной волны стабилизатора. В силу влияния угла стреловидности, на передней кромке хвостового оперения появляется точка присоединения пограничного слоя. Поток вновь отрывается на боковой стороне стабилизатора и, наконец, присоединяется повторно на поверхности плоской пластины в положении, которое расположено очень близко к боковой стороне стабилизатора. Вблизи линии повторного присоединения течения наблюдается рост тепловой нагрузки.

2. Вокруг стабилизатора возникает подковообразный вихрь. Этот подковообразный вихрь расположен в λ -образной ударноволновой структуре, образовавшейся при взаимодействии головной ударной волны и пограничного слоя на пластине. Его расположение соответствует точке пересечения линии, продлевающей основную ударную волну, и поверхности пластины. Вокруг стабилизатора внутренняя сторона подковообразного вихря представляет собой область тонкого пограничного слоя и в этой области, вблизи передней кромки стабилизатора, возникает зона с высокой тепловой нагрузкой.

3. Если остановиться на структурах потока, результаты численного моделирования, полученные на базе $k-\omega$ SST модели турбулентности ($k-\omega$ модели переноса сдвиговых напряжений), находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов. Однако в том, что касается предсказания тепловой нагрузки, есть некоторое различие между результатами численного моделирования и данными экспериментов относительно максимального теплового потока и его распределения, так что численное моделирование нуждается в дальнейшем улучшении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Price E.A., Stullings R.L. Investigation of turbulent separated flows in the vicinity of fin-type protuberances at supersonic mach numbers // NASA TN D-3804. 1967.
2. Aso S., Maekawa S., Hayashi M. Aerodynamic heating in three-dimensional shock wave turbulent boundary layer interaction induced by sweptback sharp fins in hypersonic flows // International Pacific Air and Space Technology Conference. SAE International. 1991.
3. Settles G., Dolling D. Swept shock/boundary-layer interactions-tutorial and update // 28th Aerospace Sciences Meeting. 1990.
4. Alvi F.S., Settles G.S. Physical model of the swept shock wave/boundary-layer interaction flowfield // AIAA J. 2012. V. 30. № 9. P. 2252–2258.
5. Tang G.M. Heat transfer characteristics of three-dimensional turbulent separated flow induced by an upright cylinder on a plate // Chinese Journal of Aeronautics. 1988. V. 10. № 12. P. 603–608.
6. Tang G.M. Hypersonic Turbulent Boundary Layer Separation Caused by Surface Step // Acta Mechanica Sinica. 1994. V. 26. № 1. P. 113–120.
7. Tang G.M. Heating characteristics of blunt swept fin-induced shock wave turbulent boundary layer interaction // Acta Mechanica Sinica. 1998. V. 14. № 12. P. 139–146.
8. Schuricht P.H., Roberts G.T. Hypersonic interference heating induced by a blunt fin // 8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. AIAA. 1998.
9. Wang S.F., Ren Z.Y., Wang Y. Effects of Mach number on turbulent separation behaviours induced by blunt fin // Experiments in Fluids. 1998. V. 25. № 4. P. 347–351.
10. Li Y.L., Li S.X. Study on the characteristics of hypersonic laminar flow around blunt fin // Chinese Journal of Astronautics. 2007. V. 28. № 6. P. 38–43.
11. Tutty O.R., Roberts G.T., Schuricht P.H. High-speed laminar flow past a fin-body junction // J. Fluid Mech. 2013. V. 737. P. 19–55.
12. Schwarz A. Experimental Study of Hypersonic Wing/Fin Root Heating at Mach 8. Brisbane: University of Queensland, 2014.

13. Borovoy V., Egorov I., Mosharov V., Radchenko V., Skuratov A., Irina S. Entropy-Layer Influence on Single-Fin and Double-Fin/Boundary-Layer Interactions // AIAA J. 2016. V. 54. № 2. P. 443–457.
14. Zhang X., Yan C. Turbulence model performance evaluation of hypersonic heat flux calculation // Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics. 2015. V. 41. № 2. P. 337–342.
15. Leger T., Bisek N., Poggie J. Computations of turbulent flow over a sharp fin at Mach 5 // AIAA Paper. 2016. P. 394–402.
16. Mortazavi M., Knight D. Numerical investigation of the effect of the sweep angle of a cylindrical blunt fin on the shock wave/laminar boundary layer interaction in a hypersonic flow // 47th AIAA Fluid Dynamics Conference. AIAA. 2017.
17. Mortazavi M., Knight D. Shock wave laminar boundary layer interaction at a hypersonic flow over a blunt fin-plate junction // 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. AIAA. 2017.
18. Zhao Y.X., Yi S.H., Tian L.F., He L., Cheng Z.Y. The fractal measurement of experimental images of supersonic turbulent mixing layer // Science in China. 2008. V. 51. № 8. P. 1134–1143.
19. Novara M., Ianaro A., Scarano F. Adaptive interrogation for 3D-PIV // Measurement Science and Technology. 2013. V. 24. № 2. P. 024012.
20. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983.
21. Liu T.S., Su L.W. Pressure and Temperature Sensitive Paints. Beijing: National Defence Industry Press, 2012.
22. Liou M.S., Christopher J.S. A new flux splitting scheme // Journal of Computational physics. 1993. V. 107. № 1. P. 23–39.
23. Menter F. Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows // 23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference. 1993.
24. Roy C.J., Blottner F.G. Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows // Progress in Aerospace Sciences. 2006. V. 42. № 7–8. P. 46.

Перевод с англ. Е.А. Пушкаря

Flow Structure and Heat Flux Distribution of a Backswept Fin Induced Flow Field at $M = 6$

Zhang Feng^{a, #}, Yi Shihe^a, Xu Xiwang^a, Niu Haibo^a, and Lu Xiaoge^a

^a College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology,
no. 109, Deyu Road, Changsha, Hunan, 410073 China

[#] E-mail: zhangfeng_nudt@163.com

Abstract—Transient flow structures and surface heat flux distribution of the interfered flow field induced by a backswept fin were obtained by Nano-tracer Planar Laser Scattering (NPLS) and temperature sensitive paint (TSP) under Ma 6. Meanwhile, the Reynolds-averaged Navier–Stokes equations with $k-\omega$ SST turbulence model were solved to simulate the flow field. The numerical results were compared and analyzed with the experimental results. Typical flow structures in interference areas of the swept fin were observed in experiment, including the detached bow shock wave, separation zone, thin boundary layer around the fin and horseshoe vortex, etc. The numerical results were in good agreement with NPLS images. For heat flux distribution, the experiment observed the high heat flux region near the side of the fin leading edge caused by separated flow and the region with heat flux increase caused by bow shock. The numerical result of the heat flux caused by bow shock was pretty good, but the results of the high heat flux region near leading edge due to reattachment had much difference with the experimental results, which still needs further improvement.

Key words: hypersonic, backswept fin, flow visualization, heat flux, shock wave