

УДК 533.6.011.72 : 532.517.2

© 1993 г. А. В. БОТИН

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ НАКЛОННОГО СКАЧКА С УДАРНЫМ СЛОЕМ НА ЗАТУПЛЕННОЙ КРОМКЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

В целях обеспечения оптимальных расходов через воздухозаборник гиперзвукового летательного аппарата желательно реализовать течение, при котором наклонный скачок от его головной части приходит на затупление кромки воздухозаборника. При падении наклонного скачка на ударный слой возможны шесть типов интерференции. При этом локальные коэффициенты давления и теплопередачи на поверхности тела могут значительно превышать свои значения на критической линии кромки при отсутствии интерференции [1—4]. Особый интерес представляет анализ указанных взаимодействий в переходной области при малых и умеренных значениях чисел Рейнольдса, соответствующих гиперзвуковому полету на больших высотах.

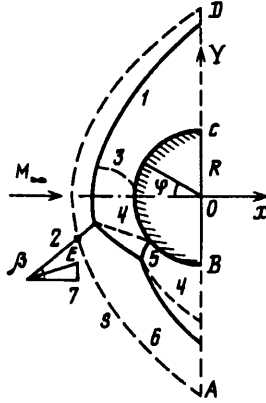
Настоящая работа посвящена экспериментальному и численному исследованиям интерференции плоского наклонного скачка с ударным слоем на цилиндре, моделирующем переднюю кромку воздухозаборника, при числе Рейнольдса  $Re_0 = 32$ . Проведены эксперименты в вакуумной трубе по визуализации течения и определению локальной теплопередачи при наличии интерференции. Соответствующие режимы обтекания рассчитывались численно в рамках системы уравнений Навье — Стокса методом сквозного счета. Получены основные закономерности распределения характеристик течения при малом значении числа Рейнольдса для различных типов интерференции и выявлены их отличия от исследованных ранее режимов интерференции при больших числах Рейнольдса.

**1. Условия эксперимента.** Эксперимент проводился в вакуумной аэродинамической трубе при следующих значениях параметров потока воздуха:  $M_\infty = 6,5$ ,  $T_0 = 1000$  К,  $p_0 = 4000$  Н/м<sup>2</sup>,  $\gamma = 1,4$ . Число Рейнольдса определялось по значениям радиуса затупления модели  $R$ , скорости  $u_\infty$  и плотности  $\rho_\infty$  набегающего потока и вязкости при температуре торможения  $\mu(T_0)$ :  $Re_0 = \rho_\infty u_\infty R / \mu(T_0)$ . Для данных условий  $Re_0 = 32$ . Температурный фактор  $t_w = T_w / T_0 = 0,31$ .

Модель представляла собой цилиндрическую кромку с круговым затуплением радиуса  $R = 10$  мм. Плоский наклонный скачок генерировался клином с углом при вершине  $\theta = 20^\circ$ , угол наклона скачка  $\beta = 30^\circ$ . Клин крепился при помощи державки на подвижном координатнике, позволяющем перемещать его на заданную величину по оси  $Y$  (фиг. 1). Таким образом варьировалось положение зоны интерференции скачка с головной ударной волной на цилиндре в поперечном сечении потока.

Для визуализации поля течения использовался электронно-лучевой комплекс, установленный в рабочей части трубы. Определение локальной теплопередачи к поверхности модели производилось при помощи однослойного метода с использованием термоиндикатора плавления, описанного в [5].

**2. Численное исследование интерференции.** Рассматривалось стационарное обтекание бесконечного цилиндра с круговым затуплением гиперзвуковым ламинарным потоком вязкого газа с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ . Параметры течения соответствовали режиму обтекания модели в эксперименте. Схема обтекания модели показана на фиг. 1, где 1 — ударный слой, 2 — наклонный скачок, 3 — звуковая линия, 4 — слой смешения, 5 — внутренний скачок, 6 — расчетная область, 7 — клин.



Фиг. 1

Численно решалась система уравнений Навье — Стокса, аналогичная приведенной в [6]. Меридиональный угол  $\varphi$  (фиг. 1) изменялся в пределах  $-90^\circ \leq \varphi \leq +90^\circ$ . Стационарные уравнения Навье — Стокса в произвольной криволинейной системе координат  $\xi = \xi(x, y), \eta = \eta(x, y)$ , где  $x, y$  — декартовы координаты, записывались в форме законов сохранения

$$\frac{\partial E_1}{\partial \xi} + \frac{\partial G_1}{\partial \eta} = 0$$

Векторы потоков в криволинейной системе координат  $E_1, G_1$  связаны с соответствующими декартовыми векторами  $E, G$  формулами

$$E_1 = J \left( E \frac{\partial \xi}{\partial x} + G \frac{\partial \eta}{\partial y} \right), \quad G_1 = J \left( E \frac{\partial \xi}{\partial x} + G \frac{\partial \eta}{\partial y} \right), \quad J = \frac{\partial (x, y)}{\partial (\xi, \eta)}$$

где  $J$  — якобиан преобразования. Декартовы компоненты векторов  $E, G$  для двумерных уравнений Навье — Стокса имеют вид

$$E = \begin{cases} \rho u \\ \rho u^2 + p + \frac{\mu}{Re_\infty} \left( 2/3 \operatorname{div} V - \tau_{11} \right) \\ \rho uv - \frac{\mu}{Re_\infty} \tau_{12} \\ \rho uH + \frac{\mu}{Re_\infty} \left( 2/3 u \operatorname{div} V - u \tau_{11} - v \tau_{12} - \frac{(\gamma - 1) M_\infty}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{cases}$$

$$G = \begin{cases} \rho v \\ \rho uv - \frac{\mu}{Re_\infty} \tau_{12} \\ \rho v^2 + p + \frac{\mu}{Re_\infty} \left( 2/3 \operatorname{div} V - \tau_{22} \right) \\ \rho uH + \frac{\mu}{Re_\infty} \left( 2/3 v \operatorname{div} V - u \tau_{12} - v \tau_{22} - \frac{(\gamma - 1) M_\infty}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{cases}$$

$$H = \frac{T}{(\gamma - 1) M_\infty^2} + \frac{V^2}{2}, \quad \tau_{11} = \frac{2\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{12} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}$$

$$\tau_{22} = \frac{2\partial v}{\partial y}, \quad \operatorname{div} V = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

Здесь  $u, v$  — декартовы компоненты вектора скорости  $V$ ,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей

совершенного газа,  $H$  — полная энтальпия,  $\mu$  — коэффициент вязкости,  $\text{Pr}$  — число Прандтля;  $M_\infty, \text{Re}_\infty$  — числа Маха и Рейнольдса, вычисленные по параметрам набегающего потока.

Уравнение состояния имеет вид

$$p = \frac{\rho T}{\gamma M_\infty^2}$$

Обезразмеривание указанной системы уравнений проводилось по параметрам  $u_\infty, \rho_\infty, T_\infty, \mu_\infty$ . В качестве характерного линейного размера выбирался радиус затупления  $R$ . Параметрами подобия являлись числа Маха  $M_\infty$ , Рейнольдса  $\text{Re}_\infty$  и температурный фактор  $t_w$ .

Граничные условия задавались следующим образом (фиг. 1). Внешняя граница  $AED$  разделялась на два участка:  $AE$  и  $ED$ . На  $AE$  задавались условия равномерно набегающего потока, на  $ED$  — условия за наклонным плоским скачком с заданным углом наклона  $\beta$  по известным значениям  $M_\infty$  с использованием формул для изоэнтропического течения

$$p_s = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_\infty^2 \sin^2 \beta \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad \text{tg } \theta = \frac{2(\sin^2 \beta - M_\infty^{-2}) \text{ctg } \beta}{\gamma + 1 - 2 \sin^2 \beta + 2M_\infty^{-2}}$$

$$u_s = \frac{\cos \theta \cos \beta}{\cos(\beta - \theta)}, \quad v_s = \frac{\sin \theta \cos \beta}{\cos(\beta - \theta)}$$

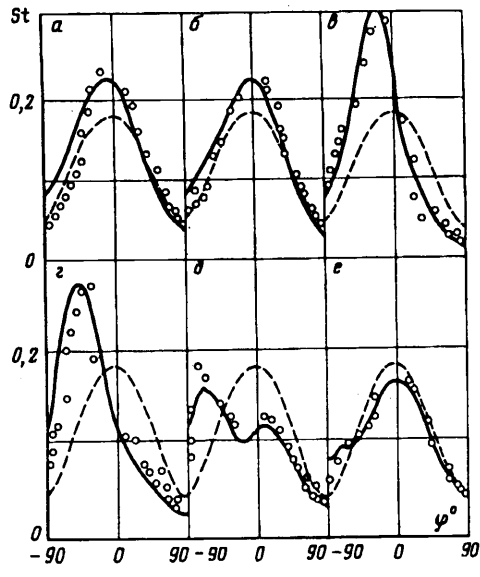
$$T_s = \frac{1 + 2(\gamma - 1)(\sin^2 \beta M_\infty^2 - 1)(1 + \gamma \sin^2 \beta M_\infty^2)}{(\gamma + 1)^2 \sin^2 \beta M_\infty^2}$$

На поверхности тела ставились условия, учитывающие скольжение и скачок температур. Граничные условия на выходе потока из расчетной области  $AB$  и  $CD$  получены экстраполяцией первого порядка. Разностная сетка, использовавшаяся при решении поставленной задачи, имела 44 узла по поверхностной координате и 41 узел по нормали к телу. Решение поставленной задачи находилось при помощи стандартизированных программных средств [6]. Разностная схема, реализованная в указанных модулях, обладала вторым порядком точности по пространственным координатам (с использованием сглаживающих фильтров).

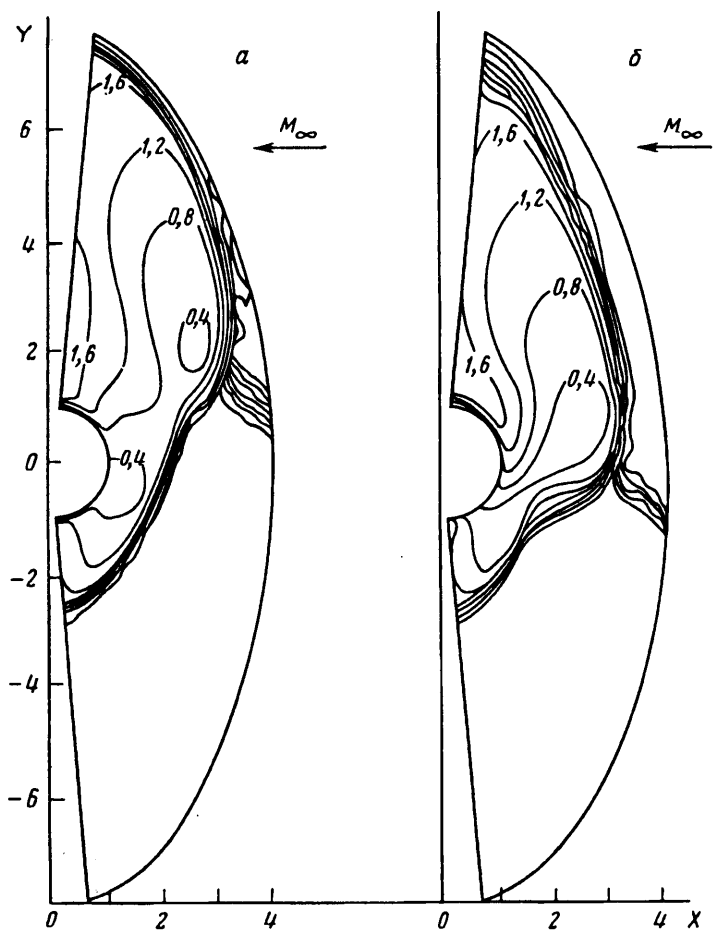
3. Сравнение экспериментальных и численных результатов. Результаты эксперимента представлены в виде зависимости локального числа Стантона  $St_0 = q_w / c_p \rho_\infty u_\infty (T_0 - T_w)$ , где  $q_w$  — плотность теплового потока к поверхности, от меридионального угла  $\varphi$ . На фиг. 2 расчетные данные показаны кривыми, результаты эксперимента — точками. Распределения расчетных значений локальных коэффициентов теплопередачи при отсутствии интерференции показаны штриховыми кривыми. Используется классификация типов интерференции [2—4]. Для V и III типов интерференции приведены расчетные изолинии числа Маха (фиг. 3), а также результаты визуализации течения электронным пучком (фиг. 4).

В начале эксперимента клин, генерирующий косой скачок, занимал крайнее верхнее положение, соответствующее VI типу интерференции; по мере перемещения клина вниз по оси  $Y$  последовательно реализовывались VI, V, III, II, I типы интерференции из 6 типов, описанных в [2—4].

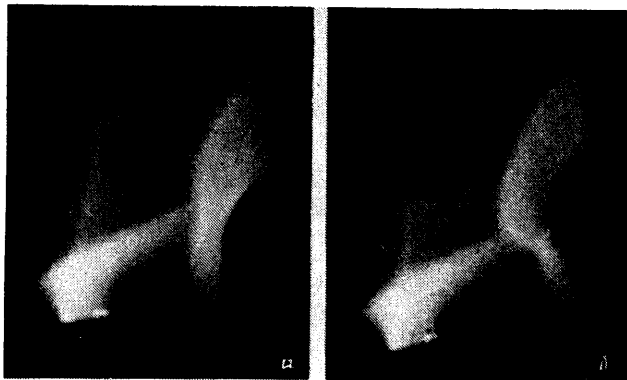
На фиг. 2, а показан VI тип интерференции, возникающий при падении наклонного скачка на сверхзвуковую область ударного слоя на достаточном удалении от точки торможения. Толщина ударного слоя за зоной интерференции значительно возрастает, поскольку течение за косым скачком оказывает влияние почти на всю область перед затуплением. Это приводит к перераспределению параметров течения в ударном слое и к изменению его структуры, тепловой поток



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

к поверхности уменьшается. Точка торможения смещается в область отрицательных  $\varphi$ . В окрестности этой точки происходит увеличение максимальных значений коэффициента локальной теплопередачи.

Отметим, что при  $\varphi < -35^\circ$  экспериментальные значения локального теплового потока заметно меньше расчетных. На фотографиях поля течения в указанном режиме видно, что указанная область находится в зоне кормового следа и течения расширения от задней кромки клина, что привело в эксперименте к снижению локальной теплопередачи. Указанная особенность присутствует, хотя и в меньшей степени, на фиг. 2, б (фото на фиг. 4, а), соответствующей V типу интерференции.

Отметим, что между описанной в [3, 4] картиной течения при V типе интерференции в случае больших чисел Рейнольдса и полученными в настоящей работе данными эксперимента и численного моделирования при малых числах Рейнольдса есть существенные различия. Причиной локального повышения давлений и теплового потока к поверхности тела при больших числах Рейнольдса является взаимодействие вторичного скачка, прошедшего через головную ударную волну, с пограничным слоем на теле. При малых числах Рейнольдса вся область от головной ударной волны до тела представляет собой полностью вязкий «размазанный» ударный слой; при этом вторичный скачок в ударном слое сильно диссипирует и уже не является причиной локального повышения давления и теплопередачи к поверхности. На приведенной фотографии (фиг. 4, а) вторичный скачок не наблюдается.

III тип интерференции показан на фиг. 2, в, г и 3, б (фото на фиг. 4, б). Интерференция III типа происходит, по [3, 4], в тех случаях, когда наклонный скачок пересекается с участком головной ударной волны, нормальным к вектору скорости набегающего потока. На фотографиях и расчетных изолиниях чисел  $M$  виден вторичный размазанный скачок, отходящий от нижней тройной точки к поверхности тела, однако слои смешения выражены слабо.

При больших числах  $Re_0$  максимумы давления и теплового потока приходится на область падения вторичного скачка на пограничный слой на теле [4]. При числе  $Re_0 = 32$  максимальные значения коэффициентов теплопередачи достигаются не в зоне взаимодействия поверхности цилиндра с вторичным скачком, а по-прежнему в окрестности точки торможения, смещенной в сторону отрицательных  $\varphi$ . На данном режиме происходит наибольшее увеличение максимума коэффициента теплопередачи по сравнению с течением при отсутствии интерференции.

Результаты данной работы позволяют сделать вывод о том, что описанный в [2—4] IV тип интерференции, возникающий при больших числах Рейнольдса и характеризующийся наибольшими значениями максимальных коэффициентов

давления и теплового потока, при малых числах Рейнольдса, очевидно, не реализуется. Интерференция этого типа происходит в тех случаях, когда наклонный скачок падает на участок головной ударной волны, почти перпендикулярный вектору скорости набегающего потока. При этом газ, прошедший через систему косых вторичных скачков, образует сверхзвуковую струю, полное давление в которой значительно выше, чем в окружающем ее дозвуковом потоке. Струя формируется в результате многократного внутреннего отражения скачков уплотнения и вееров волн разрежения от границ слоев смешения, исходящих из верхней и нижней тройных точек.

При малых числах Рейнольдса, когда ударный слой полностью вязкий, а границы слоев смешения и внутренние скачки в ударном слое сильно «размазаны», указанного формирования сверхзвуковой струи, по-видимому, не происходит. Поэтому при смещении клина вниз по оси  $Y$  переход от V типа к III типу взаимодействия происходит, минуя IV тип.

II тип интерференции показан на фиг. 2, д. Этот тип взаимодействия получается при падении наклонного скачка на сверхзвуковую область ударного слоя ниже точки торможения. При больших числах Рейнольдса на данном режиме внутри сверхзвукового потока в ударном слое образуется дозвуковая струя, ограниченная поверхностями слоев смешения, исходящих из нижней и верхней тройных точек [4]. Из верхней тройной точки исходит также внутренний скачок, проходящий сквозь ударный слой до поверхности цилиндра; в зоне падения этого скачка (т. е. в зоне присоединения слоя смешения) на пограничный слой при больших  $Re_0$  происходит резкое увеличение давления и теплового потока к поверхности тела.

При числе  $Re_0 = 32$  в полностью вязком ударном слое визуализация не выявляет внутренних скачков и слоев смешения. Заметно лишь характерное для II типа изменение конфигурации ударного слоя. Точка торможения сильно смещена вниз по поверхностной координате и в ее окрестности как в расчете, так и в эксперименте достигают максимумов значения локальных коэффициентов теплопередачи, однако их абсолютные значения невелики.

I тип интерференции показан на фиг. 2, е. Точка торможения почти приходит в свое положение при отсутствии интерференции. В ударном слое не обнаруживается неоднородностей типа скачков или слоев смешения ни на фотографиях, ни в расчетных графиках. Распределение коэффициента теплопередачи также стремится к распределению, имеющему место при отсутствии интерференции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. White J. A., Rhie C. M. Numerical analysis of peak heat transfer rates for hypersonic flow over a cowl leading edge//AIAA Pap. 1987. № 1895. P. 9.
2. Wieting A. R., Holden M. S. Experimental shock-wave interference heating on a cylinder at Mach 6 and 8//AIAA Journal. 1989. V. 27. № 11. P. 1557—1565.
3. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
4. Tannehill J. C., Holst T. L., Rakich J. V. Numerical computations of a two-dimensional viscous blunt body flows with an impinging shock//AIAA Journal. 1976. V. 14. № 2. P. 204—211.
5. Ардашева М. М., Климова Т. В., Первушин Г. Е., Черникова Л. Г. Определение локальных тепловых потоков с помощью метода термоиндикаторных покрытий//Тр. ЦАГИ. Вып. 2111, 1981. С. 197—207.
6. Егоров И. В., Зайцев О. Л. Об одном подходе к численному решению двумерных уравнений Навье — Стокса методом сквозного счета//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 2.

Москва

Поступила в редакцию  
18.XII.1991