

УДК 532.582.3:533.6.011.5

© 1996 г. В.С. ХЛЕБНИКОВ

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ТЕЧЕНИЕ В НЕСИММЕТРИЧНОЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ ПЕРЕД ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ

Определены закономерности отрывного течения, образующегося около затупленного тела (сферы, кругового торца), перед которым установленна врачающаяся игла с плоским насадком на конце, при несимметричном сверхзвуковом обтекании. Дан анализ влияния нестационарных периодических возмущений передней отрывной зоны на аэротермодинамические характеристики тела. Показано, что врачающаяся игла с плоским насадком на конце можно использовать для снижения локальных силовых и тепловых нагрузок на лобовую поверхность летательного аппарата.

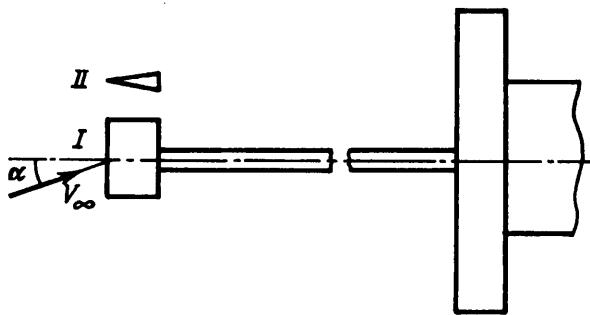
Одним из способов решения проблемы управления аэродинамическим сопротивлением затупленных тел и нагревом их лобовой поверхности при сверхзвуковом обтекании является использование острых игл или игл с осесимметричным насадком на конце. Характерные особенности сверхзвуковых осесимметричных отрывных течений, образующихся около тела с иглой или пары тел, изучены в целом ряде работ. В основном они посвящены исследованиям картины обтекания и перестройки течения около тела с иглой [1–3], влияния геометрических параметров, а также чисел Маха и Рейнольдса на аэротермодинамические характеристики на поверхности тела [5, 6, 8, 9], аэродинамических характеристик пары тел [4, 9], пульсаций течения в отрывной зоне [7] и т.д.

Поиск новых решений указанной проблемы привел к необходимости изучения нестационарных трехмерных течений с передними отрывными зонами. Так, в [11, 12] дан анализ особенностей отрывного течения, реализующегося около сферы с не врачающейся и врачающейся игрой, на конце которой установлен плоский насадок (клип, скругленная пластина). Показано, что использование врачающейся игры с плоским насадком позволяет снизить локальные и интегральные тепловые потоки к лобовой поверхности сферы по сравнению с тепловыми потоками к поверхности сферы с игрой.

Работа [13] посвящена изучению сверхзвукового отрывного течения, образующегося около конического тела, в вершине которого установлена невращающаяся или врачающаяся игла с плоским насадком на конце, при симметричном и несимметричном обтекании.

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в [11, 12, 14]. В ней рассмотрено сверхзвуковое несимметричное отрывное течение, образующееся около сферы или кругового торца, впереди которых установлена игла с клиновидным насадком на конце. Несимметрия модели создавалась путем ее установки под углом атаки α к направлению набегающего потока. Игла могла иметь фиксированное положение, либо вращаться вокруг своей оси с заданной угловой скоростью ω . Управление угловой скоростью ω осуществлялось дистанционно.

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью с подогревом потока при числе $M = 3$. Модель (фиг. 1) представляла собой сферу или круговой торец с диаметром $D = 60$ мм. В полюсе сфе-



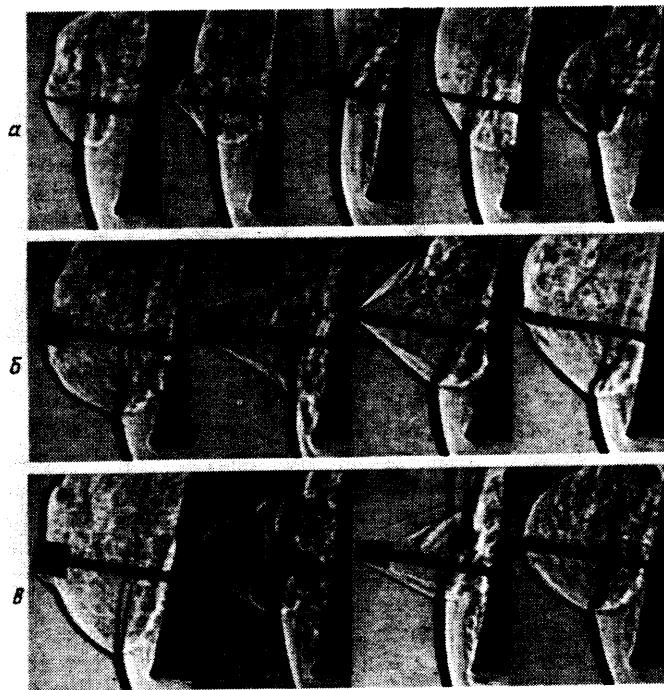
Фиг. 1. Схема расположения модели в трубе

ры или центре торца устанавливалась игла диаметром $d = 3$ мм с клиновидным насадком на конце. Ширина и длина насадка (размеры поперек и вдоль потока) соответственно $a = 10$ мм и $b = 10$ мм, толщина основания треугольной призмы $c = 3$ мм. Иглы имели длины $l_0 = 21, 41, 61, 81$ и 101 мм. Исследования распределений давления и теплового потока по поверхности моделей проводились при следующих значениях параметров режима работы трубы: $T_0 = 393 \pm 3$ К, $P_0 = (5 \pm 0,1) \cdot 10^5$ Н/м², $Re = 1,5 \cdot 10^6$. Здесь P_0 и T_0 – соответственно давление и температура торможения в форкамере трубы. Число Рейнольдса вычислено по параметрам невозмущенного потока и диаметру модели D .

Дренажные отверстия и калориметрические датчики располагались по поверхности модели в диаметральной плоскости, совпадающей с плоскостью установки угла атаки модели $\alpha = 10^\circ$. При невращающейся игре ($\omega = 0$) перед началом испытаний насадок устанавливался таким образом, чтобы ось игры и одно из оснований насадка a и c (соответственно положение I и II) совпадали с плоскостью установки угла атаки модели α . Одновременно с измерениями давления и теплового потока для любого значения угловой скорости игры ω в этой плоскости при помощи прибора Теплера фотографировалась картина обтекания модели со скоростью 24 кадра в секунду. Кроме того, на поверхности торца проведено исследование картины распределения предельных линий тока для различных длин игры, положений насадка при $\omega = 0$ и $\omega \neq 0$.

В случае сверхзвукового несимметричного обтекания торца, в центре которого установлена игла, при изменении ее длины в диапазоне $\Delta/D < l_0/D < l_1/D$ реализуется нестационарное течение, характеризующееся непрерывным изменением картины скачков уплотнения около модели. Здесь Δ – отход головного скачка уплотнения перед торцом, расположенным под углом $\alpha = 10^\circ$, а l_1 – длина игры, при которой течение перед моделью становится отрывным. Фотографии картины такого течения около торца с игрой в различные промежутки времени при стационарных условиях обтекания представлены на фиг. 2, a , $l = l_0/D = 0,5$. Если на конец игры установить плоский насадок, то нестационарный режим течения около торца сохранится. Это подтверждают, например, фотографии картины течения около модели клин – торец (фиг. 2, b , $l = 0,7$). Возникновение нестационарного режима обтекания модели (автоколебаний течения) связано с невыполнением условий присоединения на торце с его наветренной стороны [14].

На фиг. 3 представлены распределения давления на поверхности торца с невращающейся игрой, на конце которой установлен клиновидный насадок, при $\alpha = 10^\circ$ и положениях насадка I (кривая 1) и II (кривая 2) для различных значений параметра l ($a - l = 0,68$, $b = 1,37$, $\vartheta = 1,68$). На этой же фигуре для сравнения даны зависимости $P(S)$ (кривая 4) на модели торца с игрой при различных длинах игры ($a - l = 0,68$, $b = 1,33$ и $\vartheta = 1,52$). Здесь $P = P_1/P'_0$, а $S = r_1/r_0$, где P_1 – давление в некоторой точке



Фиг. 2. Нестационарная картина обтекания моделей с торцом при $\Delta/D < l_0/D < l_1/D$ и $\alpha = 10^\circ$

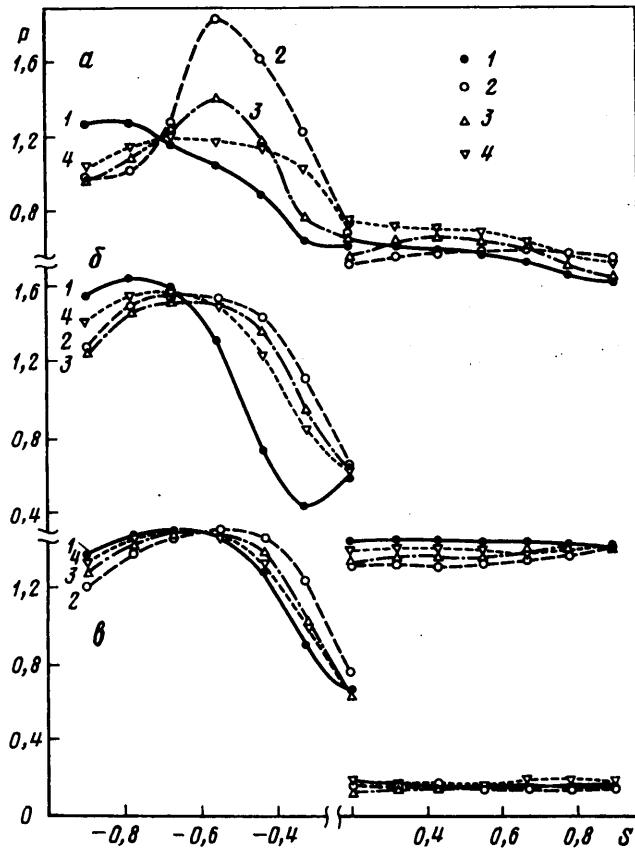
торца с координатой r_1 , отсчитываемой от центра торца, P'_0 – давление торможения за скачком уплотнения в невозмущенном потоке, а r_0 – радиус торца. Направление на торце, вдоль которого производилось измерение давления, совпадало с плоскостью установки угла атаки модели α . Положительные значения координаты S отсчитывались от центра торца в сторону его кромки с подветренной стороны модели, а отрицательные – с наветренной стороны модели.

Зависимости $P(S)$ для двух положений насадка (I и II) фиг. 3, *a* различны. Например, максимальное значение давления на наветренной стороне торца при положении насадка I зафиксировано при $S = -0,8$, а при II – при $S = -0,5$ и оно по величине меньше примерно на 40%.

Фотографии картины распределения предельных линий тока на поверхности модели клин – торец при ее несимметричном ($\alpha = 10^\circ$) обтекании для $l = 0,68$ представлены на фиг. 4. Здесь низ торца расположен на наветренной стороне модели, а верх – на подветренной. Фото 1 соответствует случаю, когда максимальный поперечный размер насадка совпадал с плоскостью установки угла атаки модели, 2 – находился в перпендикулярной ей плоскости.

Изучение картины распределения предельных линий тока показало, что независимо от положения насадка на наветренной стороне торца вблизи его кромки в области взаимодействия скачков уплотнения наблюдается линия растекания. В зависимости от положения насадка картина распределения предельных линий тока на подветренной стороне модели различна. Так, на фото 1 в плоскости установки угла атаки модели наблюдается линия стекания, а на фото 2 – линия растекания, по обе стороны которой от оси торца расходятся линии стекания.

Для сравнения на фиг. 4 приведена фотография 3 картины распределения предельных линий тока на поверхности торца с иглой при $\alpha = 10^\circ$ и $l = 0,5$, которая имеет большое сходство с картиной, представленной на фотографии 1.



Фиг. 3. Распределение давления на поверхности моделей с торцом при $\alpha = 10^\circ$

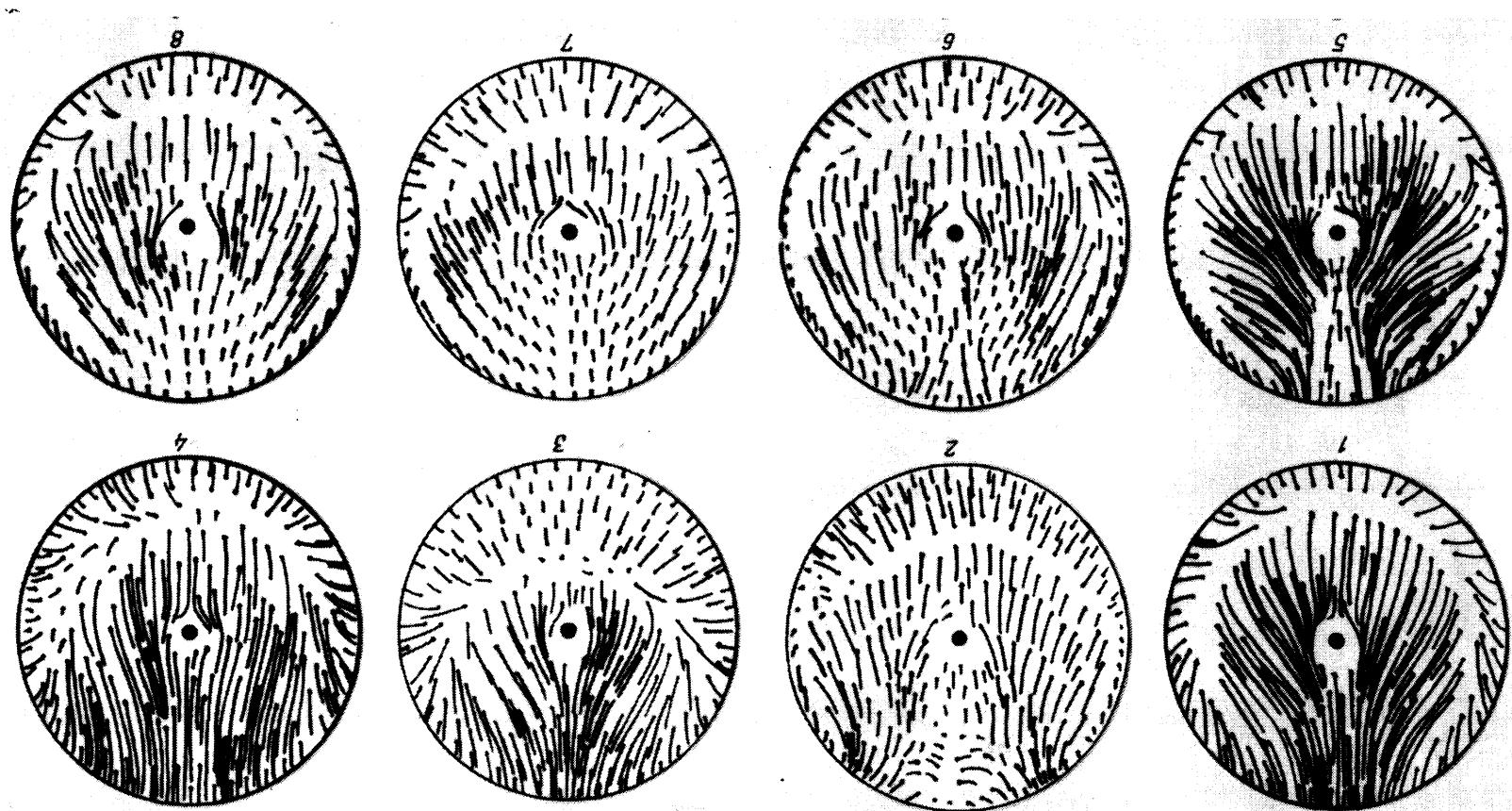
По изменению предельных линий тока на торце можно прогнозировать характер распределения теплового потока на его поверхности.

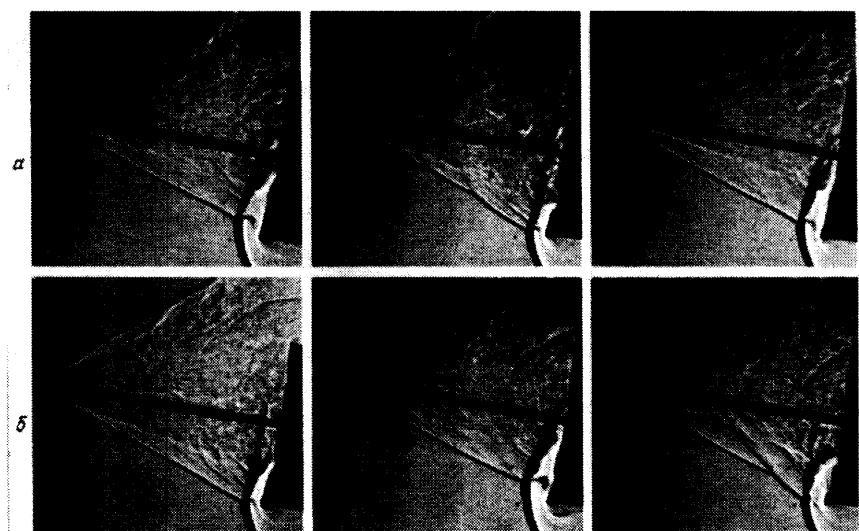
В испытаниях модели клин – сфера нестационарный режим, который наблюдался около модели клин – торец, при $\Delta/D < l < l_1/D$ не обнаружен.

Дальнейшее увеличение длины иглы в диапазоне $l_1/D \leq l \leq l_{II}^*$ приводит к возникновению перед торцом открытого отрывного течения (фиг. 5, а фото 1 – $l = 1,5$, торец с иглой, фото 2, 3 – $l = 1,33$ клин – торец). Здесь в дальнейшем $l_1^* = l_{0I}^*/D$, $l_{II}^* = l_{0II}^*/D$, где l_{0I}^* и l_{0II}^* – соответственно расстояния в плоскости установки угла атаки модели для положений насадков I и II, при которых отрыв потока смещается на иглу. На наветренной стороне модели поток отрывается с насадка и присоединяется к торцу. Вблизи кромки наблюдается область взаимодействия скачков уплотнения от насадка и торца. На подветренной стороне модели отрывная зона открытая. Если длина иглы такова, что $l_{II}^* \leq l < l_1^*$, то в исследуемой плоскости для положения насадка I отрыв потока происходит с насадка, а для положения насадка II при стационарных условиях обтекания во внешнем потоке отрыв в течение времени происходит то с насадка, то с иглы.

Картины распределения предельных линий тока на поверхности торца для этого случая представлены на фиг. 4, $l = 137$ (5, б). Фото 5 соответствует случаю, когда максимальный поперечный размер насадка располагался в плоскости установки угла атаки модели, а фото 6 – в перпендикулярной ей плоскости. Обе картины распределе-

Фиг. 4. Каптина пакета звісної інформації з даними току та напруги відповідно до $\alpha = 10^6$





Фиг. 5. Картина несимметричного отрывного обтекания моделей с торцом

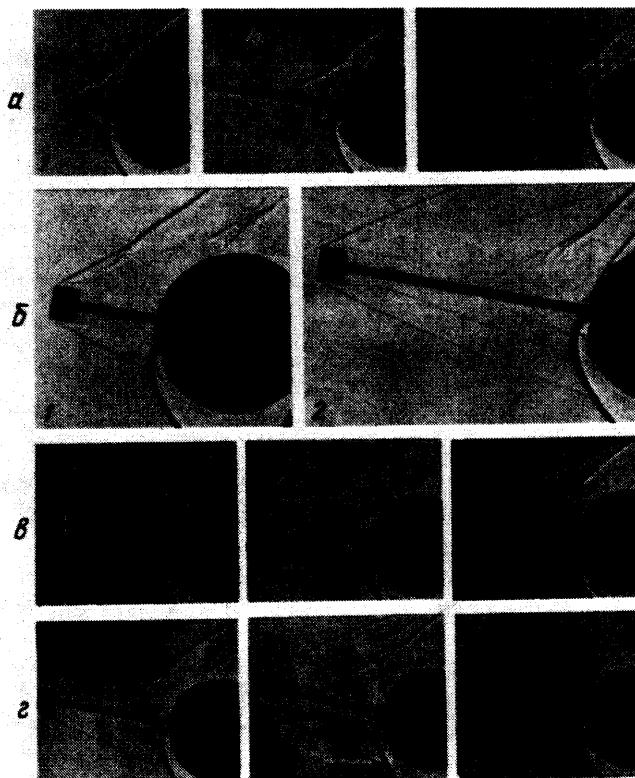
ний похожи друг на друга. Как и при $l = 0,68$, на наветренной стороне модели у кромки торца наблюдается линия растекания в области взаимодействия скачков уплотнения. На подветренной стороне модели в плоскости установки угла атаки α зафиксирована линия растекания, по обе стороны которой под небольшим углом расходятся линии стекания. Линии стекания особенно хорошо видны на фото 5. Для сравнения на фиг. 4 (фото 7) приведена картина распределения предельных линий тока на поверхности торца с иглой при $\alpha = 10^\circ$ и $l = 1,52$. Она очень похожа на картину представленную на фиг. 4 (3), только линия стекания с подветренной стороны модели не столь ярко выражена, как на торце с иглой при $l = 0,5$.

Распределения давления при положениях насадка I и II на поверхности торца (фиг. 3, б, в) с увеличением длины иглы все меньше и меньше отличаются от зависимостей $P(S)$ на торце с иглой, особенно на подветренной стороне модели.

При обтекании модели сферы с иглой под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ в зависимости от длины иглы реализуется открытая отрывная зона с отрывом потока либо с конца иглы, либо с самой иглы (фиг. 6, а, фото 1–3 – $l = 0,55; 1,37; 1,7$). Если длина иглы $l < l^*$, то, как в случае обтекания модели торца с острой иглой, отрыв потока происходит с конца иглы (фиг. 6, а, фото 1). Здесь l^* – отношение критического расстояния l_0^* , при котором отрыв смещается с конца иглы на саму иглу к диаметру сферы D . Оторвавшийся с иглы с наветренной стороны модели поток присоединяется к сфере, а с подветренной стороны модели отрывная зона открытая. Кроме того, с наветренной стороны модели вблизи сферы наблюдается область взаимодействия скачков уплотнения от иглы и перед сферой (фиг. 6, а, фото 1).

В случае, если длина иглы l превысит величину l^* , то отрыв потока смещается с конца иглы на саму иглу и около сферы формируется открытая отрывная зона (фиг. 6, а, фото 2, 3). С наветренной стороны модели оторвавшийся с иглы пограничный слой присоединяется к сфере. С подветренной стороны модели отрывная зона открытая. Как и в случае $l < l^*$, на наветренной стороне модели зафиксировано взаимодействие скачков уплотнения, индуцированных концом иглы и оторвавшимся с нее пограничным слоем, со скачком уплотнения перед сферой (фиг. 6, а, фото 2, 3).

Картина течения около модели клин – сфера очень похожа на картину течения около модели сферы с игрой и клин – торец (фиг. 6, б, фото 1, 2 – $l = 0,65, 1,68$). При $l < l_1^*$ отрыв потока происходит с насадка (фиг. 6, б, фото 1). С наветренной стороны

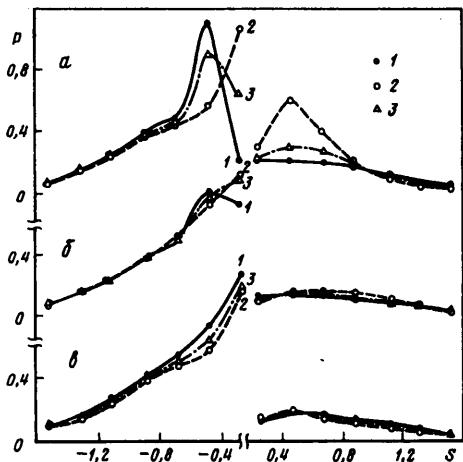


Фиг. 6. Картина несимметричного обтекания моделей со сферой

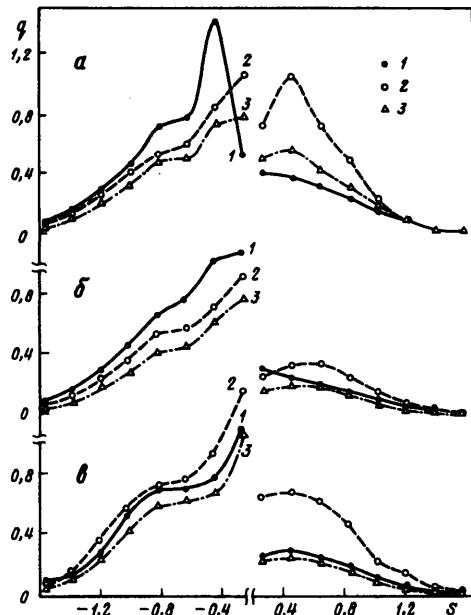
модели оторвавшийся пограничный слой присоединяется к сфере. С подветренной стороны модели отрывная зона открытая. Кроме того, с наветренной стороны модели наблюдается область взаимодействия скачков уплотнения, индуцированных клином и сферой. Область взаимодействия расположена дальше от иглы или ближе к ней в зависимости от того, лежит ли максимальный поперечный размер насадка в плоскости установки угла атаки модели α или в перпендикулярной ей плоскости.

Распределения давления и теплового потока в плоскости установки угла атаки модели для этого случая представлены соответственно кривыми 1 и 2 (фиг. 7, 8, a, $l = 0,2$). Здесь q – отношение удельного теплового потока q_1 в некоторой точке сферы к удельному тепловому потоку $q_{0\infty}$ в точке торможения сферы, помещенной в невозмущенный набегающий поток, а S – отношение координаты S_1 , отсчитываемой от полюса до некоторой точки сферы в плоскости установки угла атаки модели, к диаметру сферы D . На наветренной стороне модели местоположение максимальных значений давления и теплового потока в области взаимодействия значительно различается при различных положениях насадка. На подветренной стороне модели на линии растекания при положении насадка II (фиг. 7, 8, $S = 0,45$) зафиксированы пики давления и теплового потока. Причем пик теплового потока сравним с максимальным значением теплового потока на наветренной стороне сферы.

В случае если длина иглы изменяется в диапазоне $l_1^* \leq l < l_1^*$, то картина течения, описанная выше при обтекании модели клин–торец, полностью повторяется и для модели клин–сфера.



Фиг. 7. Распределение давления на поверхности моделей со сферой при $\alpha = 10^\circ$



Фиг. 8. Распределение теплового потока на поверхности моделей со сферой при $\alpha = 10^\circ$

На фиг. 7, 8, б ($l = 0,86$) представлены распределения давления и теплового потока на поверхности сферы для этого случая (кривые 1 и 2). Зависимости $P(S)$ как на наветренной, так и на подветренной стороне сферы подтверждают ранее полученные результаты при обтекании модели клин–торец (фиг. 3, в, $l = 1,68$). Однако на зависимости $q(S)$ положение насадка относительно плоскости установки угла атаки модели оказывает заметное влияние как на наветренной стороне сферы, так и на ее подветренной стороне (фиг. 8, б, кривые 1 и 2).

При дальнейшем увеличении длины иглы $l \geq l_1^*$ происходит перестройка течения – отрыв смешается с насадка на иглу (фиг. 6, б, $l = 1,68$). Оторвавшийся с иглы пограничный слой на наветренной стороне модели присоединяется к сфере, а на подветренной стороне отрывная зона открытая. На наветренной стороне модели наблюдаются также три зоны взаимодействия скачков уплотнения. Эти зоны образованы взаимодействием скачков уплотнения, индуцированных насадком, донным течением за ним и отрывом потока от иглы, со скачком уплотнения перед сферой. Из представленных на фиг. 7, 8, в ($l = 1,17$) распределений давления и теплового потока на поверхности сферы следует, что на наветренной стороне модели максимальные значения параметров P и q наблюдаются в области последнего взаимодействия, причем тепловой поток в исследуемой плоскости при положении насадка I теперь меньше, чем при положении насадка II. На подветренной стороне модели несмотря на то, что давление при обоих положениях насадка отличается незначительно, тепловой поток при положении насадка II в 2 с лишним раза больше, чем при положении насадка I, и его максимальное значение составляет почти 70% от теплового потока в точке торможения сферы в невозмущенном потоке q_{∞} .

Посмотрим, какое влияние оказывает вращение иглы на картину обтекания модели клин – тело и распределений предельных линий тока на его поверхности, а также на зависимости параметров $P(S)$ и $q(S)$ на поверхности тела в плоскости установки угла атаки модели. Все особенности обтекания, характерные для модели с неподвижной иглой, сохраняются и с вращающейся игрой. Так, в случае обтекания модели клин – торец с вращающейся игрой при $l < l_1/D$ нестационарный режим течения около торца

сохраняется (фиг. 2, в). Если реализуется течение с отрывом пограничного слоя с насадка ($l < l_{II}^*$) или иглы ($l \geq l_I^*$), то для вращающейся иглы картина обтекания модели точно такая же, как у тела с невращающейся иглой (фиг. 6, в, г). При длинах иглы в диапазоне $l_{II}^* \leq l < l_I^*$ картина течения около модели адекватна картине течения около модели клин – торец для невращающейся иглы при тех же ее длинах (фиг. 5, б, $l = 1,33$).

На фиг. 4 представлены соответственно фотографии картины распределений предельных линий тока на модели клин – торец при ее несимметричном обтекании ($\alpha = 10^\circ$) и вращающейся игре для следующих ее длин: $l = 0,68 < l_1/D$ (фото 4) и $l_{II}^* < l < 1,52 < l_I^*$ (фото 8). Сравнение этих распределений с распределениями предельных линий тока на модели торца с игрой (фото 3 и 7) показало их большое сходство. Однако для модели клин – торец с вращающейся игрой линия растекания в области взаимодействия скачков уплотнения на наветренной стороне находится на большем расстоянии от оси игры, чем у модели торца с игрой.

На фиг. 3, 7 и 8 (кривые 3) соответственно даны распределения давления и теплового потока на поверхности моделей клин – торец и клин – сфера для случая вращающейся игры с угловой скоростью $\omega = 30$ об/с и несимметричного обтекания ($\alpha = 10^\circ$) в плоскости установки угла атаки модели. Как на наветренной, так и на подветренной стороне модели клин – торец давление на торце при вращающейся игре близко по величине давлению на модели торца с игрой (фиг. 3, б, в, $l_1/D \leq l < l_{II}^*$ и $l_{II}^* \leq l < l_I^*$).

Если отрыв пограничного слоя происходит с насадка $l_1/D \leq l < l_{II}^*$, то давление на сфере с вращающейся игрой близко давлению на сфере с невращающейся игрой для случая, когда максимальный размер насадка совпадает с плоскостью установки угла атаки модели (фиг. 7, а), если же отрыв потока происходит с игрой, – близко давлению на сфере с невращающейся игрой для случая, когда максимальный размер насадка перпендикулярен плоскости установки угла атаки модели (фиг. 7, в).

Анализ приведенных выше результатов показал, что вращение игры с насадком оказывает на величину давления на поверхности модели в исследуемой плоскости на длинах игры $l < l_1/D$ и $l_1/D \leq l < l_{II}^*$ значительное влияние, при других ее значениях оно сравнительно слабое (фиг. 3, 7). Что же касается величины теплового потока на поверхности модели, то на него влияние вращений игры с насадкой при любых ее длинах весьма существенное (фиг. 8). Например, на наветренной стороне модели величина q практически везде меньше, чем значения этого параметра при невращающейся игре. С одной стороны, это обусловлено "размазыванием" при вращении игры пика теплового потока на большую площадь по сравнению со случаем невращающейся игры, так как расстояние от оси до предельной линии растекания, где величина q принимает максимальное значение, для каждого положения насадка различно. С другой стороны, при любом другом стационарном положении насадка, кроме исследуемых, максимальный тепловой поток в области взаимодействия скачков уплотнения не обязательно будет находиться в плоскости установки угла атаки модели, так что вращение игры и в этом случае будет также способствовать снижению величины q в измеряемой плоскости.

С подветренной стороны модели тепловой поток при вращающейся игре и $l_{II}^* \leq l < l_I^*$ и $l \geq l_I^*$ (фиг. 8, б, в) примерно такой же, как и при невращающейся игре для случая, когда насадок находится в положении I. При отрывном же обтекании модели ($l_1/D \leq l < l_{II}^*$) и вращающейся игре величина q на ее поверхности примерно в 2 раза меньше, чем при невращающейся игре и положении насадка II, но больше, чем при

положении насадка I, что связано с изменением картины распределения предельных линий тока на поверхности тела при вращающейся игле (фиг. 8, а и 4, фото 1, 2, 4).

Заключение. В результате исследования установлены закономерности отрывного течения между плоским насадком и затупленным телом при несимметричном сверхзвуковом обтекании. Определено влияние периодических возмущений отрывной зоны на распределения давления и теплового потока на поверхности тела. Показано, что как и в случае симметричного обтекания затупленного тела с иглой, на конце которой установлен плоский насадок, при несимметричном обтекании, используя вращение иглы, можно снизить локальные силовые и тепловые нагрузки на лобовую поверхность летательного аппарата в плоскости установки угла атаки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжен П.К. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т. 2. 280 с.; Т. 3. 333 с.
2. Charwat A.F., Roos J.N., Dewey Jr.C., Hitz J.A. An investigation of separated flows. Pt. 1. The pressure field // J. Aero Space Sci. 1961. V. 28. № 6. P. 456–470.
3. Нейланд В.Я., Таганов Г.И. О конфигурации передних срывных зон при симметричном обтекании тел сверхзвуковым потоком газа // Инж. журн. 1963. Т. 3. Вып. 2. С. 207–214.
4. Кудрявцев В.Н., Черкез А.Я., Шилов В.А. Исследование сверхзвукового обтекания двух разделяющихся тел // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 2. С. 91–99.
5. Хлебников В.С. Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 6. С. 108–114.
6. Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В. Численное исследование обтекания затупленного тела, расположенного в области сверхзвукового следа: Препринт № 918. Л.: Физ.-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1984. 35 с.
7. Запрягаев В.И. Исследование пульсаций в отрывной зоне свободной каверны при сверхзвуковой скорости потока // ПМТФ. 1985. № 6. С. 50–58.
8. Белов И.А., Дементьев И.М., Исаев С.А. и др. Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной: Препринт № 1033. Физ.-техн. ин-т им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1986. 58 с.
9. Еремайцев И.Г., Пилигин Н.Н., Хлебников В.С., Юницкий С.А. Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравномерных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. 105 с.
10. Хлебников В.С. Картина сверхзвукового обтекания пары тел и перестройка течения между ними // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 1. С. 158–165.
11. Хлебников В.С. Экспериментальное исследование сверхзвукового трехмерного отрывного течения между плоским насадком и сферой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 166–170.
12. Хлебников В.С. Исследование влияния нестационарных возмущений на течение в передней отрывной зоне // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 185–188.
13. Хлебников В.С. Влияние нестационарных возмущений на течение в передней отрывной зоне перед конусом // Изв. РАН. МЖГ. 1996.
14. Хлебников В.С. Сверхзвуковое трехмерное течение в передней отрывной зоне // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 1. С. 152–162.

Москва

Поступила в редакцию
1.VIII.1995