

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУКОНУСА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ

М. М. АРДАШЕВА, В. Я. БЕЗМЕНОВ, В. Я. БОРОВОЙ,
В. В. ОСИПОВ, Л. А. ПЛЕШАКОВА, М. В. РЫЖКОВА

(Москва)

Кратко описана методика измерения теплового потока в ударной трубе с помощью термоиндикаторных покрытий и микротермопар. Исследовано распределение теплового потока и получены некоторые данные о структуре течения на плоской поверхности полуконуса при нулевом угле атаки, когда образуются тонкие области отрыва. Опыты проводились при числе Маха $M=6.1$ в широком диапазоне значений числа Рейнольдса ($R=1.1 \cdot 10^6 \div 25 \cdot 10^6$) и при $M=5$ ($R=10^6 \div 4 \cdot 10^6$). Показано, что при увеличении числа Рейнольдса свыше $R \approx 3 \cdot 10^6$ происходят значительные изменения распределения теплового потока и структуры течения.

При небольших углах атаки полуконуса, когда его плоская поверхность приблизительно параллельна скорости невозмущенного потока или несколько заходит в «тень», на подветренной плоской поверхности формируются две тонкие области отрыва. Вблизи линий присоединения оторвавшегося потока образуются узкие зоны, в которых тепловой поток существенно больше, чем при безотрывном течении [1, 2]. Это явление наблюдается при числах Рейнольдса, превышающих некоторую характерную величину, зависящую от числа Маха [3].

В работах [1, 2] исследование проводилось лишь до чисел Рейнольдса $R \leq 2.5 \cdot 10^6$, в основном при ламинарном течении. В данной работе исследование проведено в более широком диапазоне значений числа Рейнольдса, охватывающем режимы как ламинарного, так и развитого турбулентного течения. Показано, что при больших числах Рейнольдса происходят не только количественные, но и качественные изменения теплообмена.

Исследование теплообмена в тонких областях отрыва представляет практический интерес в связи с тем, что тепловой поток на подветренной поверхности ряда тел достигает максимального значения при небольшом угле атаки, когда образуется тонкая область отрыва. При превышении этого угла атаки тепловой поток на подветренной поверхности уменьшается из-за утолщения зоны отрыва и связанного с этим уменьшением градиента скорости на линии присоединения (растекания). Аэродинамическое качество многих тел (конуса, полуконуса, треугольного крыла) достигает максимального значения приблизительно при том же угле атаки, что и тепловой поток на подветренной поверхности.

Хотя данная работа посвящена исследованию теплообмена только на поверхности полуконуса, можно предположить, что выявленные качественные изменения распределения теплового потока при больших числах Рейнольдса характерны и для других тел, например для конуса и треугольного крыла.

1. Эффективным инструментом исследования гиперзвукового обтекания тел при больших числах Рейнольдса являются ударные трубы: в ударных трубах при относительно небольшой величине потребляемой энергии могут быть достигнуты высокие давления, в то время как повышение давления в трубах длительного действия часто ограничивается из-за пропорционального увеличения мощности, потребляемой подогревателем воздуха. Однако для проведения измерений в ударных трубах необходимо преодолеть специфические трудности, связанные с кратковременностью опытов.

Большая часть результатов, использованных в данной работе, получена в ударной трубе при $M=6.1$. Труба работала по импульсной схеме (схеме Людвига). Воздух предварительно нагревался электрическим током в камере, отделенной от сопла диафрагмой. После достижения заданной температуры и давления диафрагма разрывалась и воздух вытекал через сопло в рабочую часть трубы. Продолжительность стационарного режима ~ 0.02 сек. Полное давление в различных опытах изменялось от $9.5 \cdot 10^5$ до $145 \cdot 10^5$ Па, температура торможения была равна 727°K (в некоторых опытах 564°K). Значения числа Рейнольдса, рассчитанные по параметрам невозмущенного потока и длине модели L , изменялись от $1.1 \cdot 10^6$ до $25 \cdot 10^6$.

Модель была изготовлена из теплоизоляционного материала и представляла собой затупленный полуконус длиной $L=0.245$ м с углом полураствора 15° . Диаметр основания полуконуса 0.16 м, диаметр затупления 0.046 м. Испытания проводились при нулевом угле атаки, т. е. плоская поверхность была параллельна скорости невозмущенного потока.

Тепловой поток измерялся методом термоиндикаторных покрытий и методом микротермопарных датчиков. В данной работе термоиндикаторные покрытия были впервые использованы для измерения теплового потока в ударной трубе. Для успешного применения термоиндикаторов при быстро протекающих процессах необходимо преодолеть ряд технических и принципиальных трудностей. Необходимо обеспечить скоростную киносъемку и интенсивное освещение модели. В данной работе съемка велась с частотой 2000 кадр/сек.

При использовании результатов, полученных с помощью термоиндикаторов в трубах длительного действия, пренебрегают толщиной покрытия и предполагают, что все тепло, поступившее из пограничного слоя, идет на нагревание материала модели. При малой продолжительности опыта существенная часть поступающего тепла может поглощаться покрытием. Поскольку толщина и теплофизические свойства покрытия известны недостаточно точно, это может привести к значительным погрешностям в величине теплового потока. Погрешности могут быть уменьшены путем уменьшения толщины покрытия и использования покрытий, теплофизические свойства которых близки к теплофизическим свойствам материала модели.

С этой целью в данной работе использовались две плавящиеся жидкокристаллические композиции холестерического типа, разработанные во ВНИИмонокристаллов (г. Харьков), с температурами плавления 29 и 40°C . Покрытия наносились тонким слоем (до 5 мкм). При этом погрешность измерения теплового потока, обусловленная пренебрежением толщиной термоиндикаторного покрытия, согласно оценкам не превышала 7% .

Для измерения теплового потока с помощью микротермопар слой теплоизоляционного материала толщиной 1.5 мм со стороны плоской поверхности полуконуса был заменен пластиной из нержавеющей стали. К пластине была приварена нихромовая фольга толщиной 0.1 мм, которая играла роль калориметра. С внутренней стороны к фольге приваривались микротермопары. В месте установки микротермопар в стальной пластине были сделаны сверления или прорезы. 15 одиночных микротермопар располагались в плоскости симметрии полуконуса, 45 микротермопар были установлены с небольшими интервалами (1 мм) в поперечном сечении, удаленном от носка на расстояние $x=165$ мм ($X=x/L=0.67$). Микротермопары были выполнены по однопроводной схеме: общим термоэлектродом служила нихромовая фольга, другой термоэлектрод (копель) приваривался к фольге в заданных точках. Копелевый термоэлектрод вблизи места сварки были раскатан до толщины 0.01 мм и обрезан до ширины 0.2 мм.

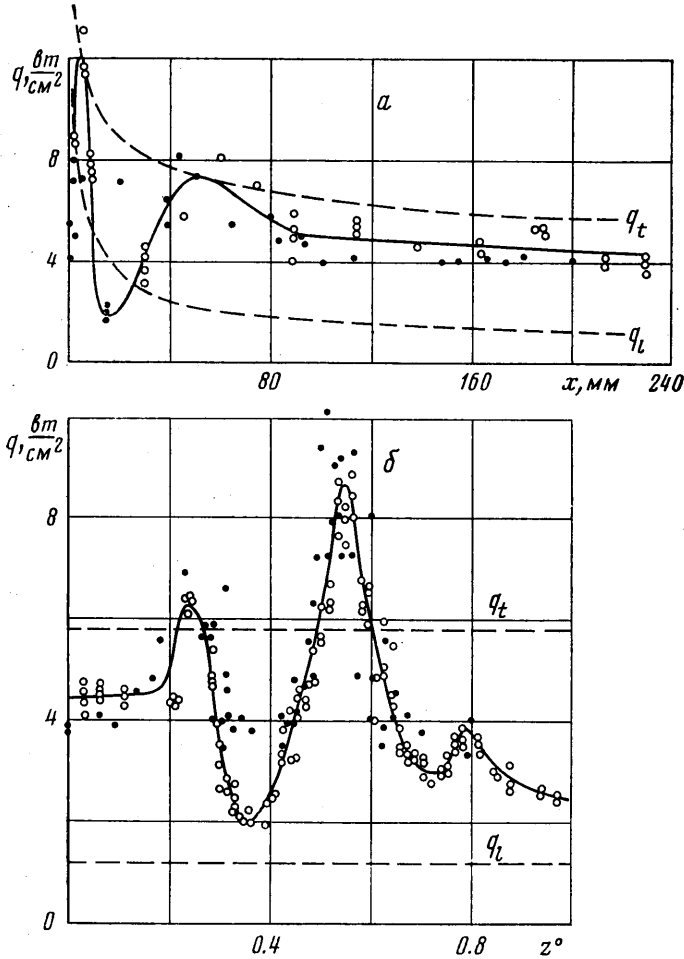
Чтобы избежать искажений формы поверхности модели, калориметр был выполнен в виде фольги, покрывающей без уступов всю плоскую поверхность полуконуса, вместо обычно применяемых калориметров в виде отдельных вкладышей. Кроме того, приварка фольги к стальной пластине осуществлялась в определенной последовательности, которая обеспечила плотное прилегание фольги к пластине.

На каждом режиме опыты проводились не менее 3 раз. Максимальные отклонения результатов измерений от средних значений составляли $10-20\%$. Большая погрешность измерений ($\approx 20\%$) получалась при измерении относительно малых величин теплового потока (~ 0.3 вт/см²) в плоскости симметрии при малом давлении.

Сопоставление результатов измерения плотности теплового потока q при числе $R=11 \cdot 10^6$ в плоскости симметрии и в поперечном сечении $X=0.67$ с помощью микротермопар и жидкокристаллического термоиндикаторного покрытия показало, что результаты удовлетворительно согласуются (фиг. 1, черные точки соответствуют опытам с жидкими кристаллами, $z^*=z/r$, z — расстояние от оси симметрии, r — радиус сечения). На фиг. 1 приведены также значения теплового потока, рассчитанные для пластины длиной x при ламинарном (q_l) и турбулентном (q_t) обтекании.

2. Путем визуализации потока были изучены качественные особенности структуры течения вблизи плоской поверхности полуконуса. Опыты проводились в аэродинамических трубах длительного действия при $M=5$ и 6.

При малых числах Рейнольдса ($R < 2 \cdot 10^5$) полуконус обтекается при нулевом угле атаки безотрывно. Направление предельных линий тока на

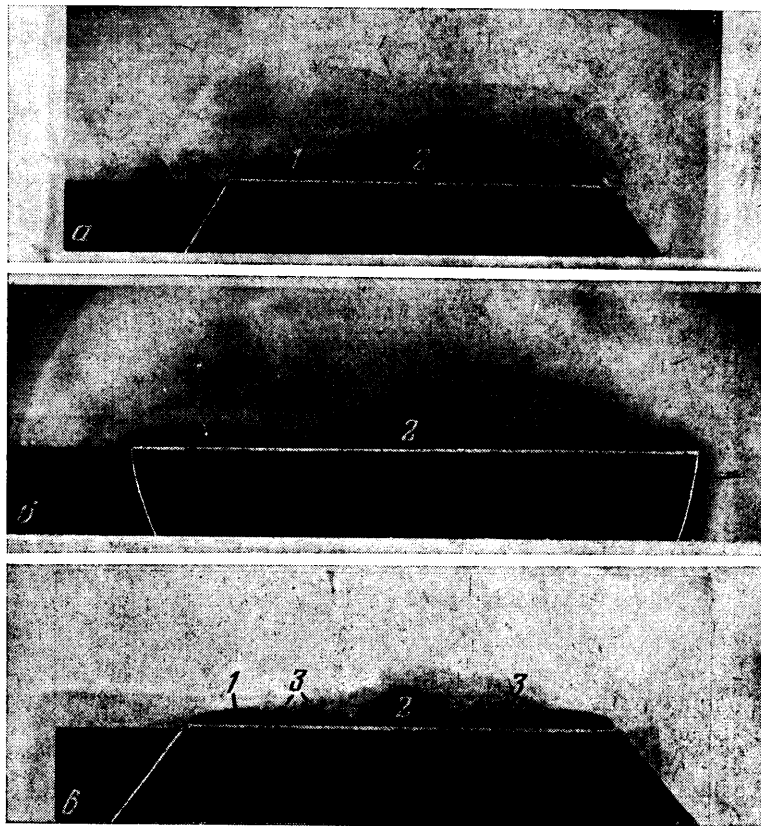


Фиг. 1

плоской поверхности приблизительно параллельно направлению невозмущенного потока, судя по спектрам, получаемым с помощью размываемой потоком краски [2].

При больших числах Рейнольдса ($R > 2 \cdot 10^5$) пограничный слой, перетекающий с выпуклой поверхности полуконуса на плоскую, отрывается вблизи боковых кромок, причем с увеличением числа Маха возрастает число Рейнольдса, при котором происходит отрыв [3]. Над плоской поверхностью образуются две области отрыва, между которыми вблизи линии симметрии располагается область присоединенного течения. В областях отрыва газ совершает вихревое движение по спиральным линиям тока. На фиг. 2, а приведена фотография картины течения в поперечном сечении полуконуса $X=0.57$, полученная при $M=5$ и $R=2 \cdot 10^6$ методом

лазерного ножа [4]. Зона отрыва на фиг. 2, а отмечена цифрой 1. Цифра 2 соответствует области низкой плотности газа, образующейся за притуплением из-за увеличения энтропии. Толщина областей отрыва при $\alpha=0$ приблизительно в 3 раза превышает толщину присоединенного пограничного слоя вблизи линии симметрии. Однако они вызывают качественные изменения распределения напряжения трения и теплового потока. Трение



Фиг. 2

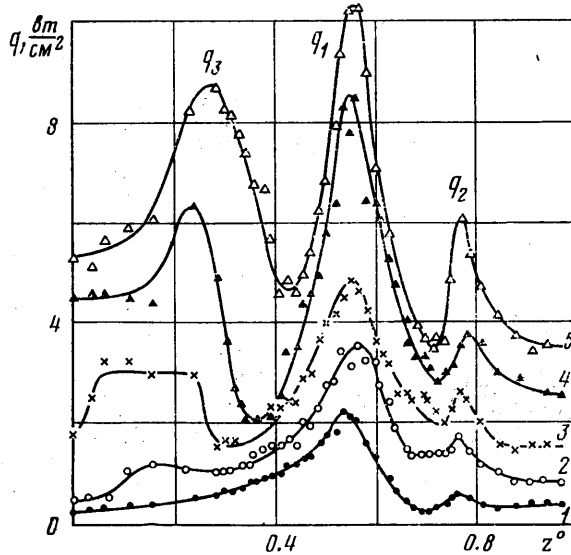
и тепловой поток вблизи линий присоединения значительно больше, чем в зоне отрыва.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса ($R > 3 \cdot 10^6$) границы зон отрыва, имевшие первоначально гладкую форму, становятся вблизи линий присоединения волнистыми; на них появляются перетяжки (фиг. 2, б, $X=1.0$). Такое изменение формы областей отрыва можно считать признаком частичного распада их и образования дополнительных вихрей. С образованием дополнительных вихрей возрастает напряжение трения под ними; зоны повышенного трения и теплообмена вблизи линии симметрии резко расширяются. Одновременно с этим пограничный слой в области присоединенного течения вблизи плоскости симметрии переходит из ламинарного состояния в турбулентное.

Были проведены опыты, в которых на коническую поверхность полуконуса были нанесены крупные зерна (размером ~ 0.5 мм). В этих опытах распад области отрыва с образованием дискретных вихрей происходил значительно ближе к носку модели, чем при гладкой конической поверх-

ности. На фиг. 2, в ($X=0.67$) видны контуры вихрей, поперечное сечение которых имеет приблизительно круглую форму (вихри отмечены цифрой 3).

Дополнительные вихри, образующиеся при распаде области отрыва, как и переход пограничного слоя в турбулентное состояние, вызывают значительное увеличение трения. В отличие от турбулентных вихрей эти вихри занимают стационарное положение. Визуальные наблюдения и фо-



Фиг. 3

тографии, полученные методом лазерного ножа, показывают, что пульсируют лишь поперечные размеры вихрей (это приводит к тому, что границы вихрей на фотографиях размыты, в то время как границы области отрыва резкие).

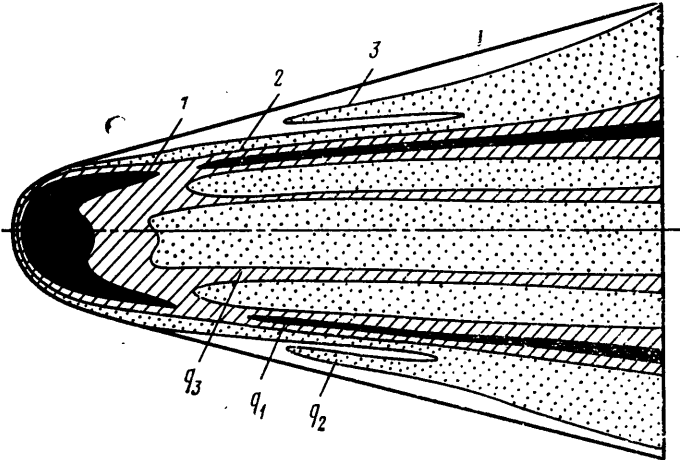
3. При малых числах Рейнольдса ($R < 2 \cdot 10^5$), когда течение на плоской поверхности полуконуса безотрывное, тепловой поток монотонно уменьшается по мере удаления от кромок и в плоскости симметрии имеет минимальную величину, которая близка к расчетной величине теплового потока на пластине при ламинарном течении [2].

При числах Рейнольдса, превышающих $2 \cdot 10^5$ (при $M=5$), когда пограничный слой отрывается вблизи боковых кромок, монотонность распределения теплового потока нарушается: в зоне присоединения пограничного слоя образуется пик теплового потока q_1 [2]. Максимальная величина теплового потока в несколько раз превышает расчетную величину теплового потока для пластины при ламинарном течении. В плоскости симметрии экспериментальная величина теплового потока остается близкой к расчетной величине для ламинарного течения.

При $R=1 \cdot 10^6$ образуется дополнительный, более слабый пик теплового потока q_2 . Он был обнаружен при опытах в аэродинамической трубе длительного действия методом термоиндикаторных покрытий и в ударной трубе методом термомпар при $R=1.1 \cdot 10^6$ (см. фиг. 3, 1— $R=1.1 \cdot 10^6$, $q_1=0.36$ вт/см² и $q_2=0.9$ вт/см²; 2— $R=2.9 \cdot 10^6$, 0.6 и 1.9 вт/см²; 3— $R=5.5 \cdot 10^6$, 0.85 и 3.35 вт/см²; 4— $R=11 \cdot 10^6$, 1.2 и 5.8 вт/см²; 5— $R=16 \cdot 10^6$, 1.5 и 7.9 вт/см²).

Анализ спектров предельных линий тока, полученных с помощью размываемой потоком краски, показал, что образование дополнительного пика теплового потока (q_2) связано с вторичным отрывом пограничного слоя внутри области отрыва. Вблизи линии симметрии при этом может сохраняться ламинарное течение.

При $R \geq 5.5 \cdot 10^6$ (при $M=6.1$) формируется третий пик теплового потока q_3 . Это было установлено на основании измерений, проведенных в ударной трубе методом микротермопар (фиг. 3) и термоиндикаторных покры-



Фиг. 4

тий (фиг. 1 и 4; на фиг. 4 показаны изокалорические линии на плоской поверхности полуконуса, полученные при $R=16 \cdot 10^6$; для 1, 2, 3 $q=9, 7$ и 4.2 вт/см^2). Образование третьего пика теплового потока связано с переходом пограничного слоя вблизи линии симметрии в турбулентное состояние и частичным распадом зоны отрыва. Измерения теплового потока на линии симметрии полуконуса показывают, что при $R=5.5 \cdot 10^6$, когда в исследованном поперечном сечении ($X=0.67$) формируется третий пик теплового потока, пограничный слой в этом сечении находится в переходном состоянии (от ламинарного к турбулентному).

При больших числах Рейнольдса ($\sim 10^7$), соответствующих турбулентному течению, как и при меньших числах Рейнольдса, распределение теплового потока по плоской поверхности затупленного полуконуса неравномерное: образуются пики теплового потока. Однако степень неравномерности распределения теплового потока (например, величина отношения q_1 к тепловому потоку на линии симметрии) при этом значительно меньше, чем при ламинарном и переходном течении.

Положение первого и второго максимумов теплового потока практически не зависит от числа Рейнольдса при изменении его в широком диапазоне. Третий максимум при увеличении числа Рейнольдса удаляется от линии симметрии, приближаясь к первому максимуму (фиг. 3).

При больших числах Рейнольдса ($R \geq 5.5 \cdot 10^6$), соответствующих переходному или турбулентному состоянию пограничного слоя вблизи линии симметрии в рассматриваемом поперечном сечении, относительные величины максимального теплового потока практически не изменяются при увеличении числа Рейнольдса в исследованном диапазоне и имеют следующие значения: $q_1/q_t=1.45$, $q_2/q_t=0.8$, $q_3/q_t=1.1$ (здесь, как и раньше, q_t — расчетная величина теплового потока для пластины длины x при

турбулентном пограничном слое). Вследствие потерь полного давления, возникающих при обтекании затупления, экспериментальная величина теплового потока на линии симметрии приблизительно на 40% меньше величины q_t .

Поступила 26 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З., Рыжкова М. В. Об особенностях теплообмена на поверхности некоторых несущих тел при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
2. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Теплообмен на поверхности полуконуса при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
3. Ардашева М. М., Боровой В. Я., Горенбух П. И., Рыжкова М. В. Влияние чисел Маха и Рейнольдса на теплообмен на подветренной поверхности полуконуса при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
4. Боровой В. Я., Иванов В. В., Орлов А. А., Харченко В. Н. Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью «лазерного ножа». Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 5.