

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООБМЕНА НА СТЕНКАХ КЛАПАННОГО УСТРОЙСТВА

В. Н. Зайковский, Е. Г. Зауличный, Б. М. Меламед, Ю. М. Сенов  
(Новосибирск)

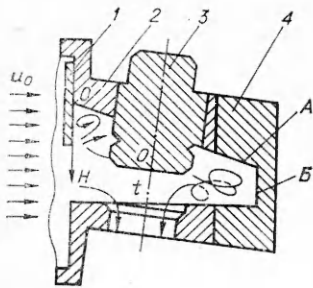
Широкое применение в разнообразных технических установках клапанных устройств со штоковым регулятором расхода, работающих на горячих газах, сделало актуальным детальное изучение тепломассобмена на стенках внутренних полостей регуляторов. Сложные пространственные вихревые течения с повышенной степенью турбулентности, возникающие в области за штоком, оказывают значительное влияние на процессы конвективного теплообмена и эрозионного уноса стенок клапанов на границе с газом [1, 2]. Выявление факторов, влияющих на интенсивность вихревых течений, а также на параметры теплообмена при воздействии вихрей, позволит оптимизировать геометрические характеристики полостей клапанов и создать методику расчета защитных покрытий, предохраняющих стенки регуляторов от преждевременных разрушений.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментального исследования конвективного теплообмена на внутренних поверхностях клапанного устройства со штоком. Для проведения экспериментов спроектирована и изготовлена модельная установка, схема которой приведена на фиг. 1 (1 — заслонка, 2 — корпус клапана, 3 — шток, 4 — полость клапана за штоком). На этой установке измерены локальные коэффициенты теплообмена между стенками и рабочим газом на самой теплонапряженной части конструкции клапана: на верхней А и торцевой В стенках полости клапана за штоком. Эта полость предназначена для улучшения заполнения внутренних объемов рабочим газом, что благоприятно сказывается на расходной характеристике всего клапана.

В качестве рабочего газа использовали холодный воздух с температурой  $T^* = 263 \text{ К}$  и  $k = 1,4$ . В ходе экспериментов давление торможения набегающего потока до заслонки (фиг. 1), регулирующей скорость потока на входе в клапан, поддерживалось равным  $p^* = 8,4 \cdot 10^5 \text{ Па}$ . Режим истечения из клапана постоянно был критическим, а течение на входе в него при всех значениях высоты заслонки — докритическим. Изменение параметров среды на входе в клапан и параметров течения во внутренней полости клапана достигалось путем варьирования высоты заслонки  $H$  и положения штока клапана  $t$ . Изменение высоты заслонки в пределах от  $H = 0$  до  $H = 75 \text{ мм}$  приводит к ступенчатому изменению скорости на входе в камеру клапана от 30 до 100 м/с.

Экспериментальное изучение теплообмена в каналах сложной формы представляет определенные трудности из-за сложности измерения тепловых потоков через различные участки канала. В таких конструкциях каналов при обычном калориметрировании весьма затруднительно измерение локальных коэффициентов теплообмена ввиду невозможности строгого учета перетечек тепла (в общем случае в трех измерениях) по обтекаемой поверхности. При измерениях параметров теплообмена по методу регулярного режима добавятся погрешности из-за отвода тепла в стенку с переменной толщиной.

В данной работе для определения локальных коэффициентов теплообмена  $\alpha$  в условиях сложного течения использовалась специальная методика, позволившая достаточно просто и быстро измерить величины тепловых потоков на произвольно заданных участках стенки [3]. Суть методики состоит в следующем. На теплоизолированную поверхность модели наносится в виде прямоугольника токопроводя-



Ф и г. 1

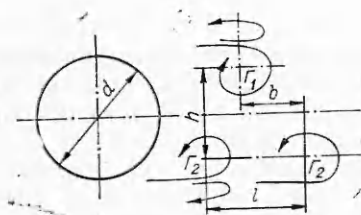
щая, тепловыделяющая пленка на графитовой основе. По тоководам к боковым границам пленки подводится электрический ток и по измеренным силе тока и напряжению определяется мощность, выделяемая на пленке. Отношение этой мощности к известной площади пленки определяет средний удельный тепловой поток  $q_{\text{ср}}$  от пленки.

Регистрация напряжения и силы тока проводилась приборами класса 0,2. Модель исследуемой конструкции оснащена 74 хромель-копелевыми термопарами с диаметром электродов 0,2 мм для измерения температуры ее поверхности. Корольки термопар электроизолированы от токопроводящей пленки тонким слоем термостойкого лака. С целью уменьшения утечек тепла через стенку модель клапана выполнялась из теплоизоляционного материала — текстолита толщиной 30 мм с коэффициентом теплопроводности 0,3 Вт/(м·°С). Для условий эксперимента потери тепла в стенку составляют не более 1,5% от подводимого к пленке. Проведенные расчеты теплоотвода от пленки по электродам термопар и за счет перетечек по длине токопроводящей пленки, толщина которой составляет ~20 мкм, для самых теплонапряженных опытов дополнительно вносят ~0,5% потерь тепла. Общие потери тепла, не участвующего в конвективном теплообмене, не превышают 2%.

Для стационарного течения рабочего потока при достижении стационарных тепловых условий на стенке при нагреве и без нагрева пленки фиксируется разность температур для каждой термопары. Эта разность температур в заданной точке поверхности клапана обусловлена тепловым потоком от пленки и будет являться определяющей для расчета локального коэффициента теплоотдачи. Таким образом, если бы пленка была однородной по сопротивлению, т. е. равномерной по толщине на всем участке, то локальный коэффициент теплоотдачи  $\alpha_i$  определялся бы по подведенному среднему удельному тепловому потоку  $q_{\text{ср}}$  и измеренному  $i$ -й термопарой определяющему температурному перепаду  $\Delta T_i = T_i - T_{i0}$ , где  $T_i$  — температура в  $i$ -й точке при нагреве пленки;  $T_{i0}$  — то же без ее нагрева;  $\alpha_i = q_{\text{ср}}/\Delta T_i$ .

При нанесении токопроводящей пленки на исследуемую стенку практически сложно оказалось добиться постоянства ее толщины и однородности. Поэтому для распределения локальных удельных тепловых потоков  $q_i$  по участкам в местах заделки термопар пришлось проводить тарировочные опыты. Суть тарировки сводилась к тому, что для различных тепловых нагрузок на пленку при отсутствии конвективного теплообмена на стенке определялись тарировочные коэффициенты для каждой из термопар. При этом в объеме клапана необходимо было также исключить влияние свободной конвекции на показания термопар. При проведении тарировки предполагалось, что отклонение локальных тепловых потоков  $q_i$  от среднего по исследуемой стенке пропорционально отклонению соответствующих локальных температур от средневзвешенной. Тарировочный коэффициент  $k_i$  для  $i$ -й термопары представляет собой отношение локальной разности температур с нагревом и без нагрева пленки к известному среднему удельному тепловому потоку  $q_{\text{ср}}$ . Эти тарировочные коэффициенты позволили определить локальный удельный тепловой поток от участка стенки, где заделана  $i$ -я термопара, как соответствующую долю от среднего  $q_{\text{ср}}$  по соотношению  $q_i = q_{\text{ср}} k_i/k_{\text{ср}}$ ,  $k_i = (T_i - T_{i0})/q_{\text{ср}}$ ,  $k_{\text{ср}} = (T_{\text{ср}} - T_{\text{ср}0})/q_{\text{ср}}$  — тарировочные коэффициенты для участка с  $i$ -й термопарой и для всей пленки соответственно;  $T_{\text{ср}}$  и  $T_{\text{ср}0}$  — средневзвешенные по площади температуры поверхности модели при нагреве и без нагрева пленки.

Необходимость одновременной регистрации всех тепловых и пневмометрических датчиков, сокращения времени проведения и обработки информации потребовала применения системы автоматизированного сбора и обработки информации с использованием ЭВМ «Минск-32». Система разработана в ИТПМ СО АН СССР, и, помимо ЭВМ, включает систему сбора и преобразования аналоговой информации «Аналог», коммутаторов



Ф и г. 2

аналоговых сигналов типа Ф-240 в комплекте с цифровым вольтметром типа 4014, обеспечивающих измерение термо-ЭДС от тепловых датчиков за время  $\tau \sim 200$  мс.

Для обработки результатов экспериментов разработан алгоритм и отлажена соответствующая программа, итогом работы которой является выдача температурных полей на поверхности стенки, локальных тепловых потоков и коэффициентов теплообмена.

Как показали исследования по газодинамике в полостях клапана по результатам пневмометрических измерений полей давлений в объеме и на стенках, а также по результатам сажемасляной визуализации картина течения имеет сложную пространственную структуру. За опущенной заслонкой образуется рециркуляционная отрывная зона (см. фиг. 1). Выступающий шток клапана даже в крайнем верхнем положении ( $t = 0$ ) является источником образования двух вихревых структур с циркуляциями  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  (фиг. 2), которые стекают потом в выходное отверстие клапана, расположенное под штоком, в виде вихревых жгутов. О наличии таких вихревых структур, взаимодействующих с верхней стенкой полости клапана за штоком, свидетельствуют скопления с обеих сторон стенки сажемасляной эмульсии, применяемой для визуализации пристенного течения.

У боковых стенок клапана имеют место вихревые образования, также стекающие затем в выходное отверстие клапана. Чтобы увязать параметры набегающего на шток потока  $u_0$  с циркуляцией образовавшихся за ним вихрей, можно воспользоваться соотношениями для вихревой дорожки Кармана [4, 5]:

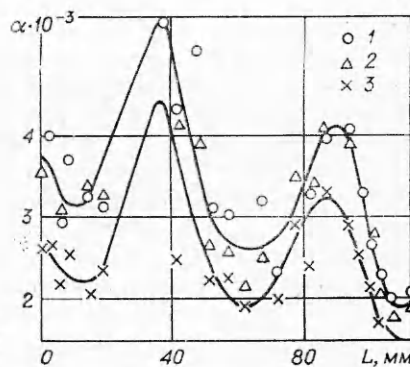
$$(1) \quad u_0 = (\Gamma/2l) \operatorname{th}(\pi h/b), \quad h/l = 0,28,$$

где  $h$ ,  $l$ ,  $b$  — геометрические параметры вихревых структур согласно [4, 5].

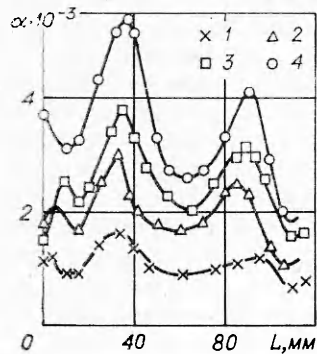
Результаты измерений локальных коэффициентов теплообмена на верхней и торцевой стенках полости клапана за штоком показаны на фиг. 3—5.

На фиг. 3 приведены типичные экспериментальные данные по теплообмену на верхней стенке при одном из положений заслонок  $H = 75$  мм и трех положениях штока клапана: при самом верхнем ( $1 - t = 0$ ) и двух промежуточных положениях ( $2 - t = 10$  мм и  $3 - t = 20$  мм). Видно, что теплообмен на этой стенке характерен двумя четко выраженными максимумами с промежуточным минимумом. Опускание штока клапана до положения  $t = 10$  мм, пока общий расход через клапан уменьшается в пределах до 10%, практически не сказывается на величине коэффициентов теплообмена. Дальнейшее опускание штока ( $t = 20$  мм) приводит к заметному снижению расхода (до 50%) через клапан и соответствующему уменьшению интенсивности теплообмена на  $\sim 30\%$ .

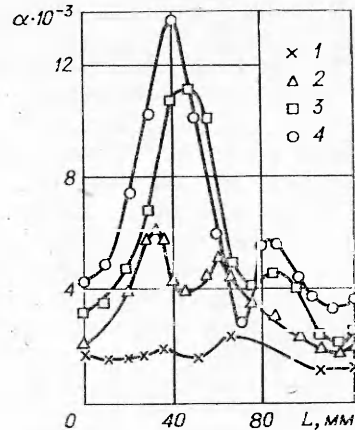
Ступенчатое варьирование высотой заслонки в пределах от  $H = 0$  до  $H = 75$  мм ведет к значительной интенсификации процессов конвективного теплообмена на внутренних поверхностях, что объясняется значительным ростом интенсивности вихревого движения по мере уменьшения площади входа в клапан.



Ф и г. 3



Ф и г. 4

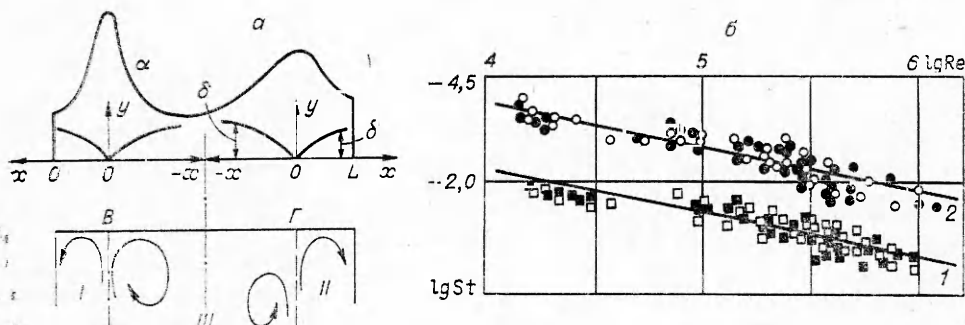


Ф и г. 5

Как видно из приведенных на фиг. 4 результатов замеров, максимум коэффициента теплообмена на верхней стенке возрастает от  $\alpha = 1500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$  при  $H = 0$  до  $\alpha = 5300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$  при  $H = 75 \text{ мм}$  (1— $H=0$ , 2— $H=55 \text{ мм}$ , 3— $H=65 \text{ мм}$ , 4— $H=75 \text{ мм}$ ). Наблюдается несимметрия по величине максимумов тепловых потоков. На торцевой поверхности при тех же положениях заслонки имеется более значительная, чем для верхней стенки клапана, разница по величинам максимумов теплообмена для произвольных положений заслонки (фиг. 5, обозначения соответствуют фиг. 4). Так же как и на верхней стенке, на торцевой стенке наблюдается два максимума коэффициентов теплообмена. В отличие от верхней стенки на торцевой положение максимумов фиксируется при различных координатах  $L$ . Этот факт может свидетельствовать о нестационарности процесса при сходе вихрей за штоком клапана и взаимодействии их со стенками клапана.

При перемещении заслонки от положения  $H = 0$  до  $H = 75 \text{ мм}$  максимальные значения коэффициентов теплообмена на торцевой стенке возрастают от 2140 до 13500  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ , т. е. значительно больше, чем при соответствующих условиях на верхней стенке полости за штоком клапана. Процесс теплообмена на торцевой поверхности более интенсивен.

Систематическая погрешность по определению  $\alpha$  составляет  $\pm 21\%$ . Разницу в величинах максимумов тепловых потоков на торцевой поверхности, по-видимому, можно объяснить образованием вихрей за штоком в шахматном порядке [2]. Взаимодействие такой вихревой структуры торцом (см. фиг. 2) с верхней стенкой клапана менее сказывается как на абсолютных величинах максимумов коэффициентов теплообмена, так и на величине их разности по сравнению с торцевой стенкой. В последнем случае вихревая структура взаимодействует со стенкой своей боковой поверхностью, шахматное расположение вихрей уменьшает интенсивность



Ф и г. 6

взаимодействия одного из них со стенкой. Для обобщения экспериментальных данных по теплообмену на обеих рассматриваемых стенках была выбрана модель нарастания пограничных слоев от точек торможения  $B$  и  $\Gamma$  струек тока в обе стороны по оси  $x$  (фиг. 6,  $a$ ). Для простоты восприятия такой модели рассмотрим теплообмен на торцевой стенке полости за штоком клапана. Такая модель расчета успешно использована для мелкомасштабных ячеистых структур, возникающих при свободной конвекции в узких зазорах между плоскостями и цилиндрами или на границе взаимодействия двух сред [6, 7]. На фиг. 6,  $a$  можно выделить три основные зоны изменения коэффициента теплообмена по координате  $L$  (см. фиг. 5). Зоны  $I$  и  $II$  представляют области возвратных течений у боковых стенок клапана. Центральная зона  $III$  лежит между двумя линиями торможения струек тока  $B$  и  $\Gamma$ , разделяющими вихревые структуры и возвратные течения. Начало нарастания пограничных слоев по обе стороны от максимумов начинается от точек  $O$ .

Следует отметить, что при обобщении экспериментальных данных для всех режимов течений в клапане использованы некоторые экспериментальные величины. Так, расстояние между максимумами коэффициентов теплообмена принималось за параметр  $h$ . Предполагалось, что пограничные слои, развиваемые на обеих исследуемых стенках, являются турбулентными. Числа Рейнольдса  $Re_x$ , построенные для условий экспериментов по координате  $x$ , лежат в интервале значений  $10^4 - 10^6$ . Для турбулентного пограничного слоя на пластине коэффициент теплообмена определяется соотношением

$$(2) \quad \alpha \sim (\rho u)^{0,8}.$$

Используя экспериментальные данные о величинах обоих максимумов  $\alpha$  для одной стенки и выражение (2), можно определить соотношение между величинами циркуляции обоих вихрей, возникающих за штоком:

$$(3) \quad \Gamma_1/\Gamma_2 = (\alpha_1/\alpha_2)^{1,25}.$$

С учетом уравнения (3) по соотношению (1) находим тангенциальную скорость потока  $u_\tau$ , которую принимаем за скорость на внешней границе пограничных слоев по рассматриваемой модели (фиг. 6,  $a$ ). По этой же скорости строится определяющее число Рейнольдса.

Все опытные точки, приведенные на фиг. 4, 5, обработаны с учетом высказанных допущений и представлены на фиг. 6,  $b$  в виде зависимости  $St = f(Re_x)$ . Следует отметить, что экспериментальные точки для обеих стенок четко расслаиваются между собой (кривая 1 и квадратiki соответствуют верхней стенке, кривая 2 и кружочки — торцевой). На фиг. 6,  $b$  светлыми точками обозначены данные для зоны  $III$  на обеих стенках, темными — для зон  $I$  и  $II$ . Как уже указывалось выше, на торцевой поверхности происходит более интенсивный процесс теплообмена. Группы данных для каждой стенки клапана обобщаются уравнениями:

$$(4) \quad St_x = 0,05 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}$$

для верхней стенки клапана (фиг. 6,  $b$ , линия 1) и

$$(5) \quad St_x = 0,1 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}$$

для торцевой стенки (фиг. 6,  $b$ , линия 2).

Видно, что уравнения (4), (5) отличаются от закона теплообмена при обтекании гладкой непроницаемой пластины несжимаемым турбулентным пограничным слоем в квазиизотермических условиях [8]

$$(6) \quad St_x = 0,029 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}$$

только коэффициентом пропорциональности. Зависимость (6) получена для условий теплообмена, когда набегающий поток имеет степень турбулентности порядка 1% или менее. При повышенной степени турбулент-

ности омывающего поверхность потока происходит значительная (до 20—80% и более) интенсификация теплообмена [9, 10] в диапазоне чисел Рейнольдса  $10^3$ — $10^6$ . Известно, что вихревые структуры, возникающие локально в плоском потоке, натекающем на преграду, могут вдвое по сравнению со средним интенсифицировать теплообмен в месте взаимодействия этих локальных вихревых структур с поверхностью [1]. Кроме того, степень турбулентности возникающих вихревых образований за плохообтекаемыми телами и при дополнительном торможении их при взаимодействии с поверхностью может значительно возрасти по сравнению с турбулентностью набегающего на тело потока [2, 10]. Эти исследования дают основание предположить, что в рассматриваемом случае течения в клапане существует повышенная степень турбулентности во взаимодействующих со стенками клапана потоках.

В работе [10] приведена эмпирическая зависимость по оценке влияния повышенной степени турбулентности на коэффициент трения в турбулентном пограничном слое:

$$(7) \quad c_f = c_{f0} [1 + 200(E_T - 0,01)^2],$$

справедливая в интервале  $1\% \leq E_T \leq 8\%$ . Здесь  $E_T$  — повышенная степень турбулентности внешнего потока;  $c_{f0}$  — местный коэффициент трения при  $E_T \leq 1\%$ . Для условий наших экспериментов можно принять [8]  $c_{f0} = 0,059 \text{Re}_x^{-0,2}$ .

Допуская существование аналогии для обтекания пластины между трением и теплообменом, имеем

$$(8) \quad \text{St} = c_f \text{Pr}^{-0,6}.$$

Для условий проведения опытов закон теплообмена (6) для верхней стенки будет совпадать с аппроксимационной зависимостью  $I$  (фиг. 6, б), если степень турбулентности  $E_T$  потока на внешней границе пограничного слоя составляет  $\sim 7\%$ . При этом влияние повышенной степени турбулентности на теплообмен учитывается по формуле (7) с учетом (8). Проводя аналогичные расчеты для торцевой поверхности, получим степень турбулентности набегающего потока  $\sim 12\%$ , что может быть связано с дополнительной турбулизацией пристеночного течения за счет торможения потока. Полученные результаты по повышенной степени турбулентности можно считать оценочными. Для точного определения  $E_T$  требуются дополнительные экспериментальные исследования по ее непосредственному измерению.

В заключение следует отметить простоту и эффективность методики по определению локальных коэффициентов теплообмена в каналах сложной формы, что в сочетании с автоматизированной системой сбора и обработки информации позволяет достаточно быстро и надежно получать интересующие нас параметры теплообмена. Для сложных условий течения газа с вихревыми образованиями модель развития пограничного слоя может использоваться в инженерных расчетах коэффициентов теплообмена.

Поступила 15 I 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yokobori S., Hirata M., Kasagi N., Nishiwaki N. Role of large-scale eddy structure on enhancement of heat transfer in stagnation region of two-dimensional, submerged impinging jet.— In: Heat Transfer. Vol. 5, Toronto, Canada, 1978.
2. Slanciauskas A., Ziugzda J. Regelmäßige Wirbelstrukturen und Wärmeübertragungsprozesse.— In: Tagung Transportprozesse in turbulenten Strömungen. Vortrage-Helt III. Berlin, 1979.
3. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при нерасчетном режиме течения с завесой в сопле Лавала.— В кн.: Теплообмен — VI. Т. 1. Ч. 1. Минск, 1980.
4. Кочин И. А., Кибель И. А. Теоретическая механика. Ч. 1. М.: ОГИЗ, 1948.
5. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973.



6. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. Трение и теплообмен в зазоре между двумя вращающимися коаксиальными цилиндрами.— ИФЖ, 1967, т. 13, № 6.
7. Кутателадзе С. С., Кирдяшкин А. Г., Бердников В. С. Влияние термокапиллярных сил на процессы переноса у свободной поверхности в горизонтальном слое при турбулентной тепловой гравитационной конвекции.— ДАН СССР, 1976, т. 231, № 2.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
9. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1969.
10. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Микроструктура пограничных слоев и процессы переноса в них при повышенной турбулентности внешнего потока.— В кн.: Труды XVIII Сибир. теплофиз. сем. Ч. II. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1975.

УДК 533.6.01+536.24

## ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ УГЛЕГРАФИТОВОГО ТЕЛА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

В. Н. Берцун, А. М. Гришин, Н. Г. Исмаилов

(Томск)

Термохимическое разрушение тел в гиперзвуковом потоке газа исследовалось в работах [1—7]. В [2] впервые обнаружено появление угловых точек на контуре обтекаемого тела. В дальнейшем динамика образования и перемещения угловых точек качественно и количественно анализировалась в [3—5] без учета переноса тепла в обтекаемом твердом теле. Унос массы трехмерного тела при его полете по заданной траектории исследовался в [6], а в [7] предложено правило площадей для определения коэффициента теплообмена.

В данной работе предлагается простая методика определения скорости уноса массы углеродистых материалов, в рамках которой не используется понятие эффективной энтальпии. Эта методика позволяет учесть нестационарность процесса и перетекание тепла в твердом теле, а также определить скорость массового уноса как результат сублимации и гетерогенных химических реакций.

Предлагается алгоритм численного решения двумерной нестационарной задачи термохимического разрушения и приводятся результаты численных расчетов при фиксированных и переменных параметрах набегающего потока. Показано, что для турбулентных течений форма обтекаемого тела, возникающая вследствие термохимического разрушения, качественно отличается от формы тела при ламинарном течении. Исследовано влияние анизотропии теплофизических свойств на поле температур в твердом теле. Установлено, что с учетом перетекания тепла угловые точки на обтекаемой поверхности [4] не исчезают. Показано, что при полете тела по траектории имеет место взаимодействие «внешней» и «внутренней» нестационарностей процесса [8—10].

1. Рассмотрим термохимическое разрушение углеродистого твердого тела, имеющего в начальный момент времени форму конуса, затупленного по сфере (фиг. 1, где указана также система координат, принятая в данной работе), в гиперзвуковом потоке газа при следующих основных предположениях:

1. Число Рейнольдса в набегающем потоке  $Re_\infty \gg 1$ , и в окрестности поверхности тела сформировался замороженный пограничный слой.

2. Воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термодинамического равновесия и представляет собой четырехкомпонентную смесь  $O$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $N_2$ .

3. Внутренняя поверхность  $BCD$  является либо изотермической, либо адиабатической, а перетекание тепла на участке  $AB$  (см. фиг. 1) пренебрежимо мало.

4. Будем считать, что на внешней поверхности тела протекают следующие гетерогенные процессы\*:



\* Гетерогенные реакции образования циана  $CN$ , протекающие при очень высоких температурах поверхности, в расчетах не учитываются ввиду отсутствия в литературе надежных данных о кинетике этих реакций. До температур поверхности  $T_w \sim \sim 3000$  К образование  $CN$  мало влияет на скорость уноса массы.