

Влияние каталитически активной поверхности на интенсивность конвективного теплообмена.

Никитин П.В.*, Шкуратенко А.А.**

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993,

Россия

**e-mail: petrunecha@gmail.com*

***e-mail: Shkuratenko.anna@mail.ru*

Аннотация

В работе проведён анализ влияния каталитически активной поверхности на интенсивность теплообмена при обтекании тела осесимметричной формы потоком диссоциированного воздуха. С задачами подобного типа приходится сталкиваться при длительном полёте летательного аппарата в атмосфере с гиперзвуковой скоростью. Главная особенность теплообмена на поверхности аппаратов такого класса выражается в том, что, практически, по всей траектории полёта реализуется тепло – и массообмен между поверхностью аппарата и химически активным пограничным слоем. Интенсивность теплообмена в таком пограничном слое всецело зависит как от параметров состояния газа, так и от химического состояния смеси компонентов высокотемпературного воздуха. В итоге, эти

две особенности, в конечном счете, определяют тип пограничного слоя: равновесный, неравновесный или «замороженный». Указанное, является важным обстоятельством, поскольку в зависимости от типа пограничного слоя выбирается тот или иной класс теплозащитного материала.

Проведенные различными авторами исследования теплообмена в неравновесных потоках диссоциированного газа [1] показали, что при полёте аппарата на высотах более 40 км, параметры состояния высокотемпературного воздуха таковы, что молекулы, проходя через ударную волну и сжатый слой, диссоциируют на атомы. В свою очередь, атомарный газ попадает в зону пограничного слоя, диффундирует к поверхности аппарата и рекомбинирует на ней. В результате реализации всего этого комплекса физико-химических процессов, значительно увеличиваются тепловые потоки в конструкцию ГЛА. Интенсивность теплообмена в этом случае сильно зависит от каталитической активности материалов тепловой защиты.

Впервые задачу влияния каталитической активности материалов теплообмен в диссоциированных потоках проанализировал американский исследователь Гулард. Однако при выводе соотношения для расчёта плотности теплового потока Гулардом допущена некорректность при постановке задачи. В этой связи в данной работе выполнена модификация уравнения Гуларда. Получено новое соотношение. Проведено сравнение расчётных и экспериментальных данных плотностей тепловых потоков в

каталитически активную поверхность. Расчёт проведён как с использованием уравнения Гуларда, так и полученного нового соотношения. Показано несоответствие результатов расчёта по уравнению Гуларда с данными эксперимента и расчётными данными с использованием полученного в работе нового соотношения.

Ключевые слова: химически активный пограничный слой, каталитическая активность поверхности, тепло-массообмен, материалы тепловой защиты, гиперзвуковой летательный аппарат, математическая модель, процессы термо-газодинамики и тепло-массообмена.

Введение.

Одной из первейших задач при разработке гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) нового поколения является поиск аэродинамического облика аппарата, который, как известно, определяет схему неразрушаемой при аэродинамическом нагреве тепловой защиты, а, следовательно, и поле равновесных температур на его поверхности. Понятно, что уровень значений равновесных температур поверхности ГЛА определяет не только скорость полёта, но и оптимальные теплофизические и каталитические свойства материалов теплозащитного назначения в составе тепловой защиты аппарата /2/. Такая многопараметрическая задача теплотехники и материаловедения в первую очередь должна быть решена для перспективных ГЛА планирующего класса.

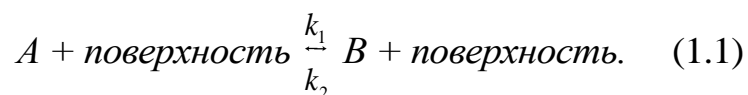
Интенсивность конвективного теплообмена в химически активном пограничном слое на поверхности ГЛА всецело зависит от термодинамических параметров газа набегающего потока, химического состояния смеси компонентов высокотемпературного воздуха, а также от каталитической активности поверхности. Эти три особенности, в конечном счёте, определяют возникающий на поверхности ГЛА тип пограничного слоя: «замороженный», неравновесный или равновесный [3]. Указанное, является важным обстоятельством, поскольку в зависимости от типа пограничного слоя, в составе тепловой защиты на поверхности ГЛА используется тот или иной класс теплозащитного материала. Проведенные исследования теплообмена в неравновесных потоках диссоциированного газа [2]÷[7] показали, что при полёте аппарата с гиперзвуковой скоростью на высотах выше $40\div 60$ км и более, параметры состояния высокотемпературного воздуха в пограничном слое определяются реакцией диссоциации при прохождении молекул через ударную волну и сжатый слой. Образовавшиеся при этом атомы, достигают внешней границы пограничного слоя, диффундирует в его объёме к поверхности и рекомбинирует на ней с выделением громадного количества теплоты. В результате реализации всего этого комплекса физико-химических процессов, значительно увеличиваются тепловые потоки в конструкцию ГЛА, причём интенсивность теплообмена в этом случае сильно зависит от каталитической активности материалов тепловой защиты по отношению к реакции поверхностной рекомбинации

атомов. В данной работе анализируются особенности влияния каталитически активной поверхности на тепло - и массообмен в «замороженном», равновесном и неравновесном пограничном слое.

1. Тепло - и массообмен на каталитически активной поверхности.

Как отмечалось, на поверхности космического летательного аппарата, совершающего полёт в атмосфере с гиперзвуковой скоростью, протекают химические реакции рекомбинации атомов. Согласно законам химической кинетики скоростями этих реакций можно управлять, применяя материалы, обладающие свойствами катализаторов или ингибиторов.

Схему реакций рекомбинации, протекающих на каталитически активной поверхности, можно представить в виде:



Для реакции (1.1) скорость образования компонентов A и B на поверхности описывается соотношением в виде:

$$\omega_A = k_1 (\rho \cdot C_A)^{n_1} + k_2 (\rho \cdot C_B)^{n_2}, \quad (1.2)$$

где k_1 и k_2 - эффективные коэффициенты скоростей прямой и обратной гетерогенных реакций, n_1 и n_2 порядок прямой и обратной реакций, соответственно, ρ - плотность смеси. Показано, что реакция по схеме (1.1) считается реакцией первого порядка, т.е. $n_1=1$. Эффективные коэффициенты скоростей k_1 и k_2 прямой и обратной реакций зависят от температуры и рода материала поверхности ГЛА.

Возможны несколько вариантов, которые может принимать эффективный коэффициент скорости k_I при гетерогенной рекомбинации атомов:

- $k_I \rightarrow \infty$, т.е. скорость гетерогенной рекомбинации бесконечно велика ($\omega_i \rightarrow \infty$). В этом случае массовая концентрация атомов на поверхности стремится к нулю, $C_{w,A} \rightarrow 0$. Такая поверхность называется абсолютно каталитической (идеально каталитической).

- $k_I \approx 0$, как следствие этого реакции рекомбинации на поверхности $\omega_i \rightarrow 0$. Следовательно, массовая концентрация атомов на поверхности не изменяется, $C_{w,A} = const$. Такую поверхность называют некаталитической.

- $0 < k_I < \infty$, в этом случае как скорость реакции ω_i , так и массовая концентрация атомов на поверхности $C_{w,A}$ – величины конечные. Такая поверхность получила наименование каталитически активной по отношению к реакции рекомбинации атомов.

Проанализируем процесс переноса теплоты и массы для варианта пограничного слоя, когда химические реакции диссоциации и рекомбинации и обменные реакции в нём «заморожены». В объёме такого пограничного слоя атомы по мере диффузии к поверхности не могут рекомбинировать в молекулы.

В таком случае, достигнув поверхности, химически активные атомы реализоваться в трёх потенциальных вариантах:

- химически реагируют с материалом поверхности, если материал имеет химическое сродство к атомарным компонентам газовой смеси. В результате, гетерогенные реакции атомарных компонентов вызывают либо унос массы материала поверхности в виде газовой фазы, либо прирост массы, например, за счёт образования твёрдых окислов. В первом случае, поверхность аппарата разрушается. Этот процесс не допустим для тепловой защиты ГЛА планирующего класса, поскольку тепловая защита таких аппаратов должна быть не разрушаемой, многоразовой;

- атомы не реагируют с материалом поверхности ГЛА, если материал химически нейтрален к атомарным компонентам, но является катализатором к реакции рекомбинации. В этом случае, на поверхности ГЛА реализуется реакция рекомбинации атомов с выделением громадного количества теплоты (теплоты образования молекул). Этот процесс значительно увеличивает плотность теплового потока в конструкцию ГЛА, что необходимо учитывать при его проектировании;

- атомы не реагируют с материалом поверхности, при этом материал поверхности не является катализатором, а является ингибитором реакции рекомбинации. В этом случае гетерогенная реакция рекомбинации будет блокирована. В результате атомы не будут рекомбинировать на поверхности в молекулы. В итоге, градиент массовых концентраций атомов по толщине пограничного слоя исчезает. Газ в пограничном слое остаётся атомарным.

Процесс диффузии атомов в объёме слоя прекращается, а перенос теплоты в объёме слоя будет осуществляться только теплопроводностью и конвекцией.

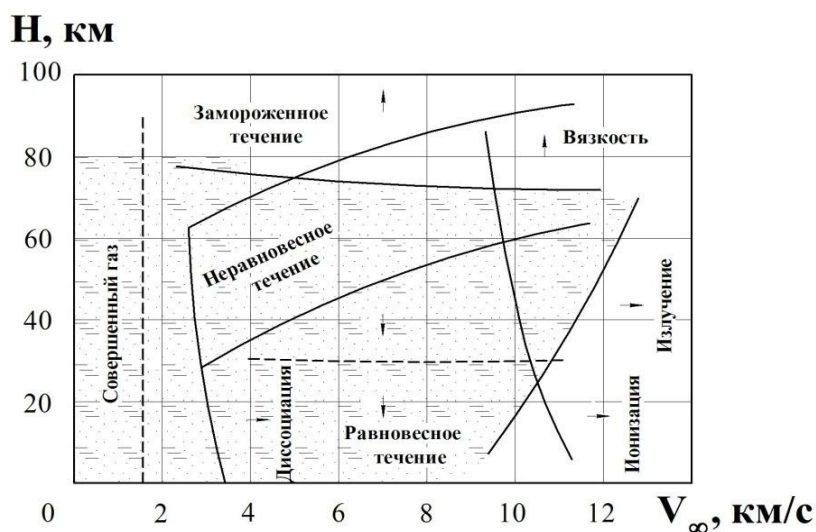


Рис. 1.1. Возможные химические состояния пограничных слоев (режимы течения) в зависимости от высоты и скорости полёта космического аппарата /9/.

Расчёт выполнен для сферы радиусом, $R=1$ м.

Пограничный слой, в зависимости от параметров состояния газа и химического состояния смеси компонентов высокотемпературного воздуха, разделяется по типу: равновесный, неравновесный или «замороженный».

Возможные химические состояния пограничных слоев в зависимости от высоты и скорости полёта гиперзвуковых летательных аппаратов приведены на рисунке 1.1.

2. Математическая модель плоского химически активного пограничного слоя.

Математическая модель плоского пограничного слоя при $Pr_i = 1$ и $Le_i =$

I имеет вид:

- уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 ; \quad (2.1)$$

- уравнение движения по оси x :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (2.2)$$

- уравнение энергии:

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial I}{\partial y} \right); \quad (2.3)$$

- уравнение диффузии:

$$\rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial C_i}{\partial y} \right). \quad (2.4)$$

Система решается при соответствующих граничных условиях [3].

3. Анализ тепло - и массообмена в ламинарном «замороженном» пограничном слое при абсолютной каталитической активности поверхности.

Как отмечалось в «замороженном» пограничном слое скорость образования всех i -ых компонентов $\omega_i = 0$, и только на каталитически

активной поверхности стенки будет протекать реакция рекомбинации атомов кислорода и азота в соответствующие молекулы. Образовавшиеся при этом молекулы будут поступать в пограничный слой, диффундируя к внешней границе пограничного слоя.

Решая математическую модель плоского пограничного слоя с использованием преобразования Дородницына, получим для сформулированной в заголовке раздела постановки задачи. При этом следует помнить, что мы анализируем случай, когда молекулярные компоненты воздуха (молекулы кислорода и азота) на внешней границе пограничного слоя полностью диссоциированы. В таком случае выражение для расчёта плотности теплового потока в стенку с абсолютной каталитической активностью на боковой поверхности ГЛА для случая «замороженного» пограничного слоя имеет вид [3]:

$$q_{0,abc} = \frac{0,332}{\sqrt{\frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu_\infty}}} \sqrt{\left(\frac{\rho^* \mu^*}{\rho_\infty \mu_\infty}\right)} \cdot \rho_\infty u_\infty \left[I_e - \sum_{j=1}^2 (C_{P,j})_w \cdot T_w \right]; \quad (3.1).$$

где значение величина «приведённой» энтальпии $I_{abc.kat}^*$ для расчёта параметров со «звездочкой» в формуле (3.1) представляется соотношением:

$$I_{abc.kat}^* = \frac{\sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_\infty \cdot T_\infty + h_i^0] + \sum_{j=1}^n (C_{P,j})_w \cdot T_w}{2} + 0,11 \cdot u_\infty^2 \quad (3.2).$$

В свою очередь, $I_e = I_\infty + r \frac{u_\infty^2}{2}$ - энтальпия восстановления набегающего

потока, $I_\infty = \left(\sum_{i=1}^n c_i \cdot I_i \right)_\infty$ - полная энтальпия потока смеси газа на внешней

границе пограничного слоя, $I_w = \left(\sum_{i=1}^n C_i \cdot I_i \right)_w$ - полная энтальпия смеси

газа при температуре стенки T_w , u_∞ - скорость потока на внешней границе пограничного слоя.

4. Тепло - и массообмен в ламинарном «замороженном» пограничном слое при нулевой каталитической активности боковой поверхности

ГЛА.

В данном, как и в предыдущем случае, реакции рекомбинации атомов кислорода и азота в объёме пограничного слоя отсутствуют, поскольку пограничный слой «замороженный». Так как стенка является ингибитором для указанных реакций рекомбинации (каталитическая активность стенки равна нулю), то на её поверхности эта реакция будет также блокирована. Это значит, что компонентный состав пограничного слоя будет состоять только из атомов кислорода и азота.

В таком случае, выражение для расчёта плотности теплового потока в стенку с нулевой каталитической активностью представляется в виде [3].

$$q_{0,некат} = \frac{0,332}{\sqrt{\frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu_e}}} \sqrt{\left(\frac{\rho^* \mu^*}{\rho_\infty \mu_\infty} \right)} \cdot \rho_\infty u_\infty \left\{ I_e - \left[\sum_{i=1}^n (C_{P,i})_w \cdot T_w + h_i^0 \right] \right\}, \quad (4.1)$$

где $\sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_w \cdot T_w + h_i^0] = I_{w,атом}$ - полная энтальпия газа при температуре стенки.

Как и в предыдущем случае, расчёт значений параметров ρ^* и μ^* осуществляется по значениям «приведенной» энтальпии $I_{некат}^*$, величина которой определяется по формуле:

$$I_{некат}^* = \frac{\sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_\infty \cdot T_\infty + h_i^0] + \sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_w \cdot T_w + h_i^0]}{2} + 0,22 \left[I_e - \sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_\infty \cdot T_\infty - h_i^0] \right] \quad (4.2)$$

Как следует из соотношения (4.1), поскольку в рассматриваемом случае реакция поверхностной рекомбинации атомов не реализуется, энтальпия образования молекул h_i^0 не определяет величину плотности теплового потока в стенку с нулевой каталитической активностью.

5. Влияние каталитических свойств поверхности на теплообмен в "замороженном" пограничном слое.

С целью оценки влияния каталитических свойств поверхности на теплообмен в "замороженном" пограничном слое сопоставим, при прочих равных условиях параметров набегающего гиперзвукового потока, величины плотностей тепловых потоков в стенку, обладающей абсолютной каталитической активностью, $q_{0,абс}$ и нулевой каталитической активностью, $q_{0,некат}$. Для этого воспользуемся соотношениями (3.1) и (4.1).

В результате преобразования, имеем:

$$\frac{q_{0,абс.}}{q_{0,некат.}} = \left[\frac{(\rho^* \mu^*)_{абс.}}{(\rho^* \mu^*)_{некат.}} \right]^{0,5} \left[\frac{I_e - \sum_{j=1}^2 (C_{P,j})_w \cdot T_w}{I_e - \sum_{i=1}^n [(C_{P,i})_w \cdot T_w + h_i^0]} \right] \quad (5.1)$$

В работе /9/ преобразование (5.1) проведено при следующих допущениях. Как известно, при аэродинамическом нагреве температура поверхности ГЛА T_w всегда много меньше температуры торможения набегающего потока T_0 , т.е. $T_w \ll T_0$, а также много меньше температуры восстановления T_e , т.е. $T_w \ll T_e$. В этой связи с определенной степенью приближения можно считать, что энтальпия атомов при температуре стенки

$I_{w,атом} = \sum_{i=1}^n (C_{P,i})_w \cdot T_w \ll I_e$. Аналогично, энтальпия молекул при той же

температуре $I_{w,мол} = \sum_{i=1}^n (C_{P,j})_w \cdot T_w \ll I_e$. Кроме того, $h_i^0 \gg I_{w,атом}$, а также

$h_i^0 \gg I_{w,мол}$.

С учётом принятых допущений, выражение (5.1) принимает вид:

$$\frac{q_{0,абс.}}{(q_0)_{некат.}} = \left[\frac{(\rho^* \mu^*)_{абс.}}{(\rho^* \mu^*)_{некат.}} \right]^{0,5} \left(1 + \frac{\sum_{i=1}^n h_i^0}{I_e - \sum_{i=1}^n h_i^0} \right) \quad (5.2).$$

Как отмечалось ранее, параметры $(\rho^* \mu^*)_{абс.}$ и $(\rho^* \mu^*)_{некат.}$ определяются величинами «приведенных» энтальпий, представленных соотношениями (3.2) и (4.2).

Оценим далее, значение комплекса $\frac{(\rho^* \mu^*)_{абс.}}{(\rho^* \mu^*)_{некат.}}$ в соотношении (5.2).

Оценку проведём, воспользовавшись методом американского исследователя

Р. Гуларда [10]. $\frac{(\rho \cdot \mu)_{табл.}}{(\rho \cdot \mu)_{усл.}} = f\left(\frac{I_{табл.}}{I_{усл.}}\right)$, для высокотемпературного воздуха.

Графическое изображение зависимости Р. Гуларда представлено на рисунке 5.1.

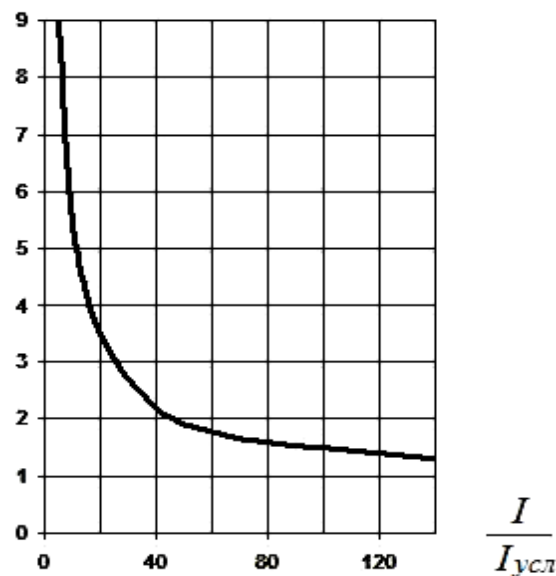


Рис. 5.1. Зависимость комплекса $\frac{(\rho \cdot \mu)_{табл.}}{(\rho \cdot \mu)_{усл.}} = f\left(\frac{I_{табл.}}{I_{усл.}}\right)$

$$I_{усл.} = 2,73 \cdot 10^5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; T_{усл.} = 273\text{K}; P = (0,1...10) \cdot 10^5 \text{Па}$$

Из представленных на рисунке данных следует, что в области больших значений энтальпии I высокотемпературного воздуха, рассматриваемая функциональная зависимость выполаживается, т.е. слабо зависит от

изменения энтальпии, асимптотически приближаясь к единице. Поэтому с

некоторым приближением можно принять, что
$$\left[\frac{(\rho \cdot \mu)_{\text{табл.}}}{(\rho \cdot \mu)_{\text{усл.}}} \right]^{0.5} \approx 1.$$

Таким образом, с учётом приведенного в работе /8/ анализа выражение (5.2) принимает вид:

$$\frac{(q_0)_{\text{кат.}}}{(q_0)_{\text{некат.}}} \approx \left(1 + \frac{h_i^0}{I_e - h_i^0} \right) \quad (5.3).$$

Выражение (5.3) весьма некорректно отражает истинное состояние вопроса, в реальном процессе. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Первое из них выражается в том, что выражение (5.3) получено для случая полной диссоциации только молекул кислорода воздуха, т.е. для однородного по химическому составу атомарного газа (кислорода). Если наряду с атомами кислорода на внешней границе и в объёме пограничного слоя присутствуют атомы азота, то атомарный газ в пограничном слое становится уже неоднородным, что не учитывается выражением (5.3).

Второе обстоятельство выражается в том, что автор работы [10] для анализа соотношения (5.2) использовал некую условную энтальпию

$I_{\text{усл.}} = 2,73 \cdot 10^5 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, которая не имеет никакого отношения к физико-

химическим процессам в пограничном слое, реализуемым в реальном полёте¹.

Однако возвратимся к анализу соотношения (5.3). Пусть полёт ГЛА происходит на высоте $H = 75\text{ км}$ со скоростью, соответствующей числу Маха, $M=23$. Согласно таблице стандартной атмосферы параметры воздуха на данной высоте составляют: $T_H = 203\text{ К}$, $P_H = 2,64\text{ Па}$. В таком случае, энтальпию восстановления набегающего потока I_e можно рассчитать по известной из термо-газодинамики формуле:

$$I_e = I_H + r \cdot \frac{V_{\infty, H}^2}{2} \quad (5.4).$$

Поскольку энергия диссоциации молекул кислорода составляет

$h^0_{O_2} = 1,54 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}$, и рассчитав с использованием (5.4) значение энтальпии

восстановления I_e , то согласно (5.3) получаем, что $\frac{q_{0, \text{абс.}}}{q_{0, \text{некат.}}} = 3,44$.

Таким образом, как следует из анализа, проведенного в работе [9], плотность теплового потока в стенку при «замороженном» и диссоциированном только по кислороду ламинарном пограничном слое сильно зависит от каталитической активности поверхности.

На базе проведенного анализа работе [9] с использованием принятых автором некорректных допущений получено соотношение для расчёта плотности теплового потока в каталитически активную стенку боковой

¹ Ниже будет показано, что соотношение (5.3) получено автором работы /10/ при весьма грубых допущениях. В этой связи к выводу работы /10/ относительно возможного предела изменения плотностей тепловых потоков, представленного соотношением (5.3) следует относиться критически.

поверхности ГЛА для случая многокомпонентного пограничного слоя (атомы и молекулы кислорода и азота). Соотношение имеет вид:

$$q_0 = 0.664 \cdot \text{Re}_w^{1/2} \cdot \text{Pr}_w^{-2/3} \cdot \frac{\mu_w}{x_{\text{эф.}}} \cdot \left[1 + \left(Le^{2/3} \cdot \varphi - 1 \right) \cdot \frac{\sum_{i=1}^n C_{i,\infty} \cdot h_i^0}{I_e} \right] \cdot (I_e - I_w), \quad (5.5)$$

где параметр $\varphi = \frac{1}{1 + \frac{0,47 Sm^{-2/3} \cdot [2\beta(\mu_0 \rho_0)]^{1/2}}{\rho_w \cdot k_{w,i}}}$ учитывает влияние на теплообмен

каталитической активности поверхности стенки².

6. Модификация уравнения Гуларда расчёта плотности теплового потока в каталитически активную стенку.

Как следует из теории конвективного теплообмена при больших скоростях набегающего потока [5], плотность теплового потока q_0 в стенку, обладающей разной каталитической активностью, в общем случае может быть представлена в виде суммы плотностей трёх тепловых потоков, т.е.:

$$q_0 = q_\lambda + q_{\text{кон}} + q_{w,\text{рек}}. \quad (6.1)$$

При этом в (6.1) плотность теплового потока, обусловленного конвекцией газа в пограничном слое $q_{\text{кон}}$ бесконечно мала в сравнении q_λ и $q_{w,\text{рек}}$. В таком случае (6.1) упрощается и принимает вид:

$$q_0 = q_\lambda + q_{w,\text{рек}}. \quad (6.2)$$

² В силу некорректности принятых в работе /10/ допущений формула (5.5) требует поправки.

В (6.2) плотность теплового потока q_λ , обусловленная теплопроводностью высокотемпературного газа в объёме пограничного слоя в передней критической точке осесимметричного тела, определяется путём выполнения нескольких математических процедур /3/ и имеет вид:

$$q_\lambda = 0,664 \frac{\lambda_w}{C_{p,w} \cdot \mu_w} \cdot (\beta \cdot \mu_w \cdot \rho_w)^{1/2} \cdot \text{Pr}_w^{1/3} \cdot I_{0,зам} \cdot (6.3)$$

Уравнение для расчёта плотности теплового потока в стенку $q_{w,рек}$, обусловленная вследствие реализации гетерогенных изотермических реакций рекомбинации атомов, получено Гулардом³. При этом принятая Гулардом концепция вывода уравнения $q_{w,рек}$ построена на ряде некорректных предположений. В частности, принималось, что при гиперзвуковых полётах КЛА в атмосфере произведение параметров $(\rho_w \cdot \mu_w)$ на стенке примерно равно аналогичному произведению $(\rho_0 \cdot \mu_0)$ на внешней границе пограничного слоя (передняя критическая точка).

Проведённые нами оценки показали, что принятое Гулардом допущение не выполняется ни при каких условиях. Это наглядно иллюстрируется зависимостью, представленной на рисунке 6.1 (сравни данные Гуларда на рисунке 5.1).

³ Подробный предложенный Гулардом вывод уравнения представлен в работе /3/.

Видно, что в широком диапазоне изменения отношения энтальпий $\frac{I_0}{I_w}$,

соотношение $\left(\frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho_w \cdot \mu_w} \right)$ никогда не приближается к единице.

В этой связи в данной работе на базе теории химически активного пограничного слоя с использованием корректной зависимости

$\frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho_w \cdot \mu_w} = f\left(\frac{I_0}{I_w}\right)$ получены новые соотношения для расчёта плотности

теплового потока в стенку как в передней критической точке ГЛА сферической формы, так и в любой точке его боковой поверхности.

В связи указанным, в данной работе концепция вывода уравнения $q_{w,рек}$ строится на том реальном допущении, что левая часть функции

$\frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho_w \cdot \mu_w} = f\left(\frac{I_0}{I_w}\right)$ не стремится к единице с увеличением I_0 , как это принято

Гулардом, а выражается известным соотношением Сатерленда (Sutherland) в виде:

$$\frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho_w \cdot \mu_w} = \left(\frac{I_w}{I_0} \right)^{0,34} \quad (6.4),$$

где ρ_0 и μ_0 – плотность и коэффициент динамической вязкости газа, взятые при параметрах торможения p_0 и T_0 набегающего потока. I_0 – энтальпия

торможения набегающего потока. Индекс «w» означает, что данный параметр берется при температуре стенки T_w .⁴

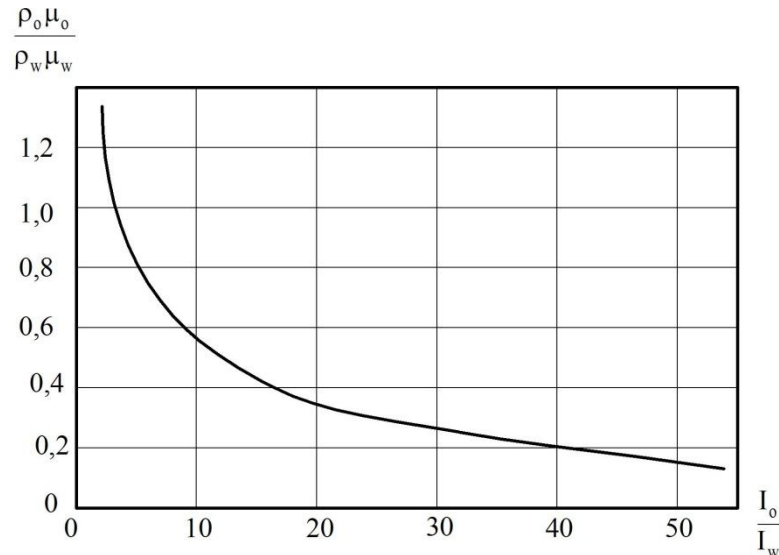


Рис. 6.1. Изменение отношения $\left(\frac{\rho_0 \cdot \mu_0}{\rho_w \cdot \mu_w} \right)$ как функции $\frac{I_0}{I_w}$.

В этой связи, вывод уравнения теплового потока q_0 в стенку, обладающей разной каталитической активностью, будем строить на базе концепции химически активного пограничного слоя, выражаемой соотношением (6.2).

При этом тепловой поток q_λ , обусловленный процессом теплопроводности высокотемпературного газа в пограничном слое, согласно [5], представляется в виде:

$$q_\lambda = \frac{\lambda_w}{C_{P,w}} \left(\frac{\partial I}{\partial y} \right). \quad (6.5)$$

⁴ Следует отметить, что справедливость соотношения (6.4) доказана неоднократно при его использовании многочисленными исследователями [5, 11 ÷ 14] и др.

Далее, применив с соотношению (6.5) преобразование Дородницина /3/ получим:

$$q_{\lambda} = \frac{\lambda_w}{C_{P,w}} \cdot I_{0,зам} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)_w \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{I}{I_{\infty}} \right)_w. \quad (6.6)$$

Подставив в (6.6) соответствующие производные и преобразовав, получим:

$$q_{\lambda} = 0,664 \frac{\lambda_w}{C_{P,w} \cdot \mu_w} \cdot (\beta \cdot \mu_w \cdot \rho_w)^{1/2} \cdot \text{Pr}_w^{1/3} \cdot I_{0,зам}. \quad (6.7)$$

Дальнейшее преобразование (6.7) проведём с использованием соотношения (6.4). В итоге, имеем:

$$q_{\lambda} = 0,664 \cdot (\mu_0 \cdot \rho_0 \cdot \beta)^{1/2} \cdot \text{Pr}_w^{-2/3} \cdot \left(\frac{I_0}{I_w} \right)^{0,17} \cdot I_{0,зам}. \quad (6.8)$$

Получим далее уравнение для расчёта плотности теплового потока $q_{w,рек}$, обусловленного реализацией гетерогенной экзотермической реакции рекомбинации на каталитически активной поверхности осесимметричного тела. Для этого следует провести ряд математических операций.

Уравнение неразрывности при этом удовлетворяется тождественно, если функцию тока определить следующим образом:

$$\text{по оси } x - \psi_x = -\rho w r_0, \quad \psi_y = \rho v r_0 - \text{ по оси } y.$$

Используя далее преобразования Дородницина и проведя несколько математических операций [3], получим:

$$q_{w,рек} = 0,664 (\beta \cdot \rho_w \cdot \mu_w)^{1/2} \cdot \text{Sm}_w^{-2/3} \cdot C_{\infty,i} \cdot I_{рек} \cdot \varphi, \quad (6.9)$$

где, как и ранее, равно:
$$\varphi = \frac{1}{\frac{0,664 \cdot (\beta \cdot \rho_w \cdot \mu_w)^{1/2} \cdot Sm_w^{-2/3}}{\rho_w k_{w,i}} + 1}} . \quad (6.10)$$

Преобразуем далее (6.9) и (6.10) с использованием соотношения Сатерленда (6.4). Окончательно получим:

$$q_{w,pek} = 0,664 (\beta \cdot \rho_0 \cdot \mu_0)^{1/2} \cdot \left(\frac{I_0}{I_w} \right)^{0,17} \cdot Sm_w^{-2/3} \cdot C_{\infty,i} \cdot I_{pek} \cdot \varphi , \quad (6.11)$$

а также:
$$\varphi = \frac{1}{\frac{0,664 \cdot (\beta \cdot \rho_0 \cdot \mu_0)^{1/2} \cdot \left(\frac{I_0}{I_w} \right)^{0,17} \cdot Sm_w^{-2/3}}{\rho_w k_{w,i}} + 1}} . \quad (6.12)$$

Подставив в (6.2) соотношения (6.8) и (6.11), преобразовав, получим отличающуюся от уравнения (5.5) Гуларда формулу. Полученная зависимость позволяет рассчитать плотность теплового потока в передней критической точке осесимметричного тела при обтекании его многокомпонентным диссоциированным потоком, поверхность которого обладает каталитической активностью.

$$q_0 = 0,664 [\beta \cdot (\mu_0 \cdot \rho_0)]^{1/2} \cdot Pr_w^{-2/3} \cdot \left(\frac{I_w}{I_0} \right)^{-0,17} \left[1 + \left(Le^{2/3} \varphi - 1 \right) \cdot \frac{\sum_{i=1}^n h_i^0 \cdot C_{i,\infty}}{I_0} \right] (I_0 - I_w), \quad (6.13)$$

где параметр φ , как и ранее, представляется соотношением (6.12).

Преобразование (6.13) позволило получить зависимость для расчёта плотности теплового потока на боковой каталитически активной

поверхности в виде:

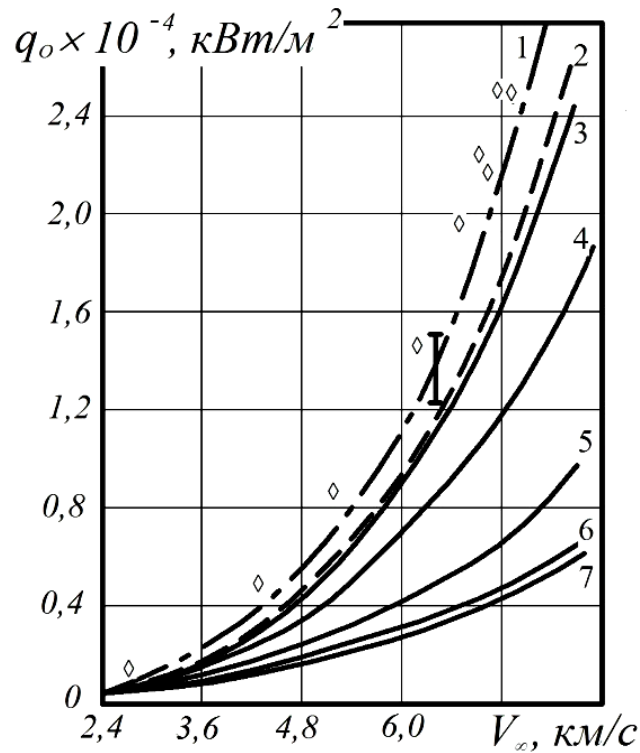
$$q_0 = 0.664 \cdot \text{Re}_{w,\text{эф}}^{1/2} \cdot \text{Pr}_w^{-2/3} \cdot \frac{\mu_w}{x_{\text{эф}}} \cdot \left(\frac{I_w}{I_0} \right)^{-0.17} \cdot \left[1 + \left(Le^{2/3} \cdot \varphi - 1 \right) \cdot \frac{\sum_{i=1}^n h_i^0 \cdot C_{i,\infty}}{I_0} \right] \cdot (I_e - I_w) \quad (6.14)$$

Определение $x_{\text{эф}}$ приведено в работе [5].

7. Сравнительный анализ результатов исследования процессов тепло – и массообмена на каталитически активной поверхности.

С целью сравнения результатов, проведём анализ плотностей тепловых потоков на каталитически активной стенке, рассчитанных по моделям различных авторов [7], [9] и [14] с данными, полученными с использованием уравнения (6.14) настоящей работы.

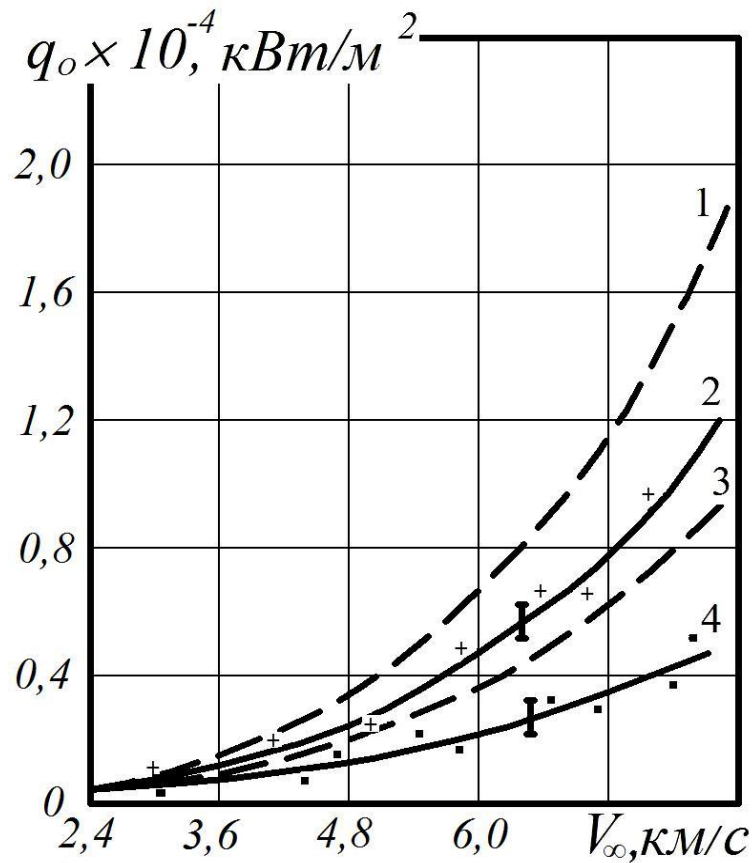
Результаты расчётов теплообмена для широкого спектра значений скорости набегающего потока и коэффициентов каталитической рекомбинации k_w представлены на рисунке 7.1 и рисунке 7.2.



**Рис. 7.1. Плотность теплового потока в передней критической точке
ГЛА сферической формы $\varnothing 0,1$ м на высоте 60 км в зависимости
от скорости полёта и разных значений каталитической активности
поверхности. Температура поверхности $T_w = 700$ К.**

1 – $k_w \rightarrow \infty$, расчет Фея – Ридделла /8/ ; 2 – $k_w \rightarrow \infty$, расчет Лиза /15/; 3 – $k_w = 10$ м/с,
расчёт Гуларда /10/ по (5.5); 4 – $k_w = 1$ м/с, расчет по (5.5); 5 – $k_w = 0,1$ м/с, расчет по (5.5);
6 – $k_w = 0,01$ м/с, расчет по (5.5); 7 – $k_w = 0$ м/с, расчет по (5.5),

\diamond - эксперимент МАИ при $k_w \rightarrow \infty$.



**Рис. 7.2. Плотность теплового потока в передней критической точке
ГЛА сферической формы $\varnothing 0,1$ м на высоте 60 км в зависимости
от скорости полета и разных значений каталитической активности
поверхности. Температура поверхности $T_w = 700$ К.**

- 1 - $k_w = 1$ м/с, расчет по (5.5) (Гулард); 2 - $k_w = 1,0$ м/сек, расчет по уравнению (6.13)
данной работы, 3 - $k_w = 0,1$ м/с, расчёт по (5.5); 4 - $k_w = 0,1$ м/сек, расчет по
уравнению (6.13) данной работы, + - эксперимент МАИ, $k_w \approx 1,0$ м/сек.,
■ - эксперимент МАИ, $k_w \approx 0,1$ м/сек.

Из представленных на рисунке 7.1 и рисунке 7.2 данных можно сделать
несколько важных выводов:

- на величину плотности теплового потока сильно влияет каталитическая активность стенки по отношению к реакции рекомбинации атомов;
- сравнение экспериментальных данных настоящей работы при $k_w = \infty$, м/сек (теплоприёмный элемент калориметра из меди) с результатами расчётов по уравнению Фея-Ридделла [7], при прочих равных условиях, показал удовлетворительное соответствие. Относительная погрешность составляет $\pm 8...12\%$ (рисунок 7.1);
- сравнение результатов эксперимента по исследованию теплообмена настоящей работы и расчёта по модифицированному уравнению 6.13, полученных при прочих равных параметрах ($k_w = 0,1$ м/сек и $k_w = 1$ м/сек), показали удовлетворительную корреляцию результатов с относительной погрешностью $\pm 10\%$ (рисунок 7.2);
- сопоставление расчётных данных, полученных Гулардом с использованием полученного им уравнения (5.5) с данными, настоящей работы, (уравнение 6.13) показало значительное до 40% несоответствие результатов. Это указывает на тот факт, что допущения, сделанные Гулардом [10] при выводе уравнения (5.5), далеки от реальных процессов.

Таким образом, из анализа результатов, полученных в данном разделе, следует, что выбор материалов тепловой защиты ГЛА планирующего класса должен проводиться с научным обоснованием применимости каждого конкретного материала с позиции как его теплозащитных, так и каталитических свойств. В инженерной практике такой научный анализ

следует проводить с учётом нескольких факторов, систематизация которых стала возможной благодаря проведенному выше анализу.

Библиографический список

1. Формалев В.Ф., Кузнецова Е.Л., Селин И.А. Методика, алгоритм и программный комплекс решения задач о тепловом состоянии теплозащитных композиционных материалов при аэродинамическом нагреве // Труды МАИ, 2014, № 72: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=47581>

2. Никитин П.В. Тепловая защита. - М.:Изд-во МАИ, 2006. – 512 с.
3. Никитин П.В., Сотник Е.В. Катализ и излучение в системах тепловой защиты космических аппаратов. - М.: Изд-во «Янус-К», 2013. – 336 с.
4. Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. - М.: Машиностроение, 1972. -344 с.
5. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под ред. В.С. Авдеевского, В.К. Кошкина. – М.: Машиностроение, 1992. - 528 с.
6. Елисеев В.Д., Товстоног В.А., Мью Т. Теплообмен в рабочем участке стенда с газоразрядными источниками излучения // Труды МАИ, 2011, № 49: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=28196>

7. Фей Дж., Ридделл Ф. Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. / В кн. Проблемы движения головной части ракет дальнего действия - М.: Изд-во ИЛ, 1959. С.217-256.
8. Лунев В.В. Гиперзвуковая аэродинамика. - М.: Машиностроение, 1975. - 328 с.
9. Гулард Р. О влиянии скоростей каталитической рекомбинации на теплопередачу при торможении гиперзвукового потока // Вопросы ракетной техники. 1959. № 5. С. 3-23.
10. Гиршфельдер Дж, Кертисс Ч, Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. - М.: Изд-во ИЛ, 1961. – 913 с.
11. Поуп Р. Конвективный теплообмен в критической точке при замороженном течении в пограничном слое // AIAA Journal. 1968. vol. 1. no. 2. С. 53-61.
12. Dorrance W.H. Viscous hypersonic flow. Theory of reacting and hypersonic boundary layers, McGraw-Hill, New York, 1962. 269 p.
13. Варгафтик Н.Б. и др. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. - М.:Физматлит, 1963. - 708 с.
14. Lees L. *Jet Propulsion*, 1956, vol. 26, no. 4, 259-269 pp.