

Д. т. н. **Н. И. Сидняев** (✉), **Э. В. Белкина**

ФГБОУ ВО «Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

УДК 533.6.013.1

О ВЛИЯНИИ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА НА СКОРОСТЬ ОПЛАВЛЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В УСЛОВИЯХ РАЗРУШЕНИЯ

Получены результаты по распределению теплового потока, поступающего на огнеупорную пластинку гиперзвукового летательного аппарата, движущегося на разных расстояниях от поверхности Земли с космическими скоростями. Представлены результаты исследований, связанных с изучением фазовых переходов в пристеночном пограничном слое, происходящих при обтекании гиперзвуковым потоком аблирующей поверхности. Рассматривается влияние каталитической стенки на тепловой поток. Основное внимание уделяется анализу уноса поверхности высокоскоростных летательных аппаратов, основанному на детальном учете механизма протекания гетерогенных каталитических реакций в условиях поверхностного массообмена. Приведено распределение температуры по толщине пограничного слоя в критической точке затупленного тела с огнеупорным покрытием для конкретного участка траектории полета. Определен унос массы с поверхности кристаллических огнеупорных тел.

Ключевые слова: гиперзвуковой поток, оплавление, унос массы, теплозащитная поверхность, огнеупорная плитка.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования переноса тепла в полубесконечном теле, поверхность которого разрушается при высоких температурах, когда каждый килограмм унесенной массы поглощает некоторое заданное количество тепла, достаточно актуальны. Существующие методики [1–6] несмотря на идеализацию постановки несут в себе все основные черты нестационарного разрушения реальных теплозащитных покрытий и особенно удобны при проведении стендовых и натурных экспериментов и обработке их результатов. На рис. 1 показана схема установки огнеупорных теплозащитных плиток на поверхности гиперзвукового космического аппарата.

Там, где температура не превышает 371 °С, используется гибкое теплозащитное покрытие многократного применения, представляющее собой войлок из специальных волокон. Это покрытие в виде листов размерами 0,9×1,2 м приклеивается клеем-герметиком к корпусу. Для придания покрытию влагостойкости и необходимых оптических свойств на его поверхность перед установкой наносят пленку кремнийорганического эластомера. Для защиты гибких

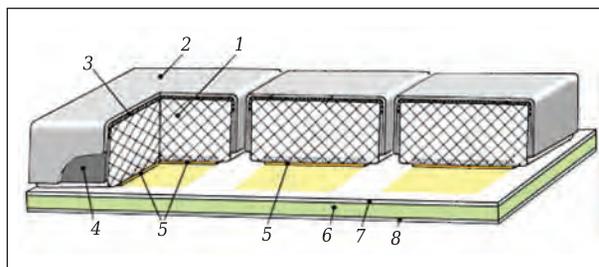


Рис. 1. Установка огнеупорных теплозащитных плиток на поверхности гиперзвукового космического аппарата: 1 — огнеупорная кварцевая плитка; 2 — огнеупорное лаковое покрытие; 3 — внешнее эрозионное покрытие; 4 — боковое эрозионное покрытие; 5 — клеевый слой; 6 — демпфирующая теплозащитная подложка; 7 — металлическая обшивка; 8 — металлическая рама

соединений внешний слой покрытия изготавливают из специального керамического волокна. При этом защищаемые узлы могут просто обматываться этим покрытием.

На участках, на которых температура поверхности составляет 371–649 °С, применяют покрытие, состоящее из аморфного огнеупорного кварцевого волокна 99,7 %-ной чистоты, к которому добавляется связующее — коллоидный диоксид кремния. Покрытие изготавливают в виде огнеупорных плиток размерами 203×203 мм и толщиной от 5 до 25,4 мм. На внешнюю поверхность плиток наносят боросиликатное стекло, содержащее специальный пигмент (белое покрытие на основе SiO₂ и блестящее на основе



Н. И. Сидняев
E-mail: Sidnyaev@bmstu.ru

Al_2O_3), для получения малого коэффициента поглощения солнечной радиации и высокого коэффициента излучения.

Теплозащита части корпуса с температурой 649–1260 °С осуществляется с помощью повторно используемой теплоизоляции; отличие состоит в размерах плитки (152×152 мм при толщине в диапазоне 19–64 мм). На носовом обтекателе и носовых частях крыла космического аппарата, на которых температура превышает 1600 °С, применен огнеупорный материал из углерода, армированного углеродным волокном. В процессе возвращения аппарата на Землю этот материал разрушается (оплавляется), и его необходимо заменять новым перед каждым последующим полетом.

Физическим прототипом предлагаемой в настоящей работе расчетной модели является процесс оплавления кристаллических материалов при интенсивном нагреве высокоскоростным потоком [2–5]. В самом характере нагрева четко различают два периода. В первом периоде температура поверхности монотонно возрастает, пока не достигнет температуры разрушения. На этом отрезке задача ничем не отличается от задач, рассмотренных в публикациях [6–9]. В частности, с их помощью легко рассчитать время достижения начала разрушения поверхности, а также профиль температуры в теле, который сформируется к этому моменту. Достоинство методики обусловлено прежде всего малым числом определяющих параметров, позволяющих обойтись небольшим числом результирующих зависимостей, построенных на основании численных расчетов. Следует отметить при этом важность правильного выбора системы определяющих параметров для упрощения всех последующих расчетов.

Достигнув температуры разрушения, кристаллические вещества плавятся и практически мгновенно сносятся в виде тончайшей жидкой пленки набегающим потоком газа. Небольшая толщина пленки расплава на кристаллических телах обусловлена низкой вязкостью расплава. Температура внешней поверхности пленки практически не отличается от температуры разрушения поверхности, соответствующей внутренней границе пленки расплава. Как температура разрушения, так и сопровождающий его тепловой эффект остаются постоянными во всем интересующем практику диапазоне тепловых потоков. Установлено [10–12], что при уносе массы с образованием жидкой фазы для достижения высокой эффективности охлаждения вязкость жидкости должна быть высокой. Причина этого состоит в том, что при высокой вязкости потери материала в результате растекания под действием касательных газодинамических сил малы. Гидродинамическое поведение таких высоковязких жидкостей часто является не-

ньютоновским. Это означает, что коэффициент вязкости зависит от касательного напряжения. Ньютоновская жидкость — вязкая жидкость, подчиняющаяся закону вязкого трения Ньютона, т. е. касательное напряжение и градиент скорости в такой жидкости линейно зависимы. Коэффициент пропорциональности между этими величинами известен как вязкость.

Следует отметить, что ньютоновская жидкость — это вода, масло и большая часть текучих веществ, которые сохраняют свое агрегатное состояние. Неньютоновские жидкости не подчиняются закону Ньютона, и их вязкость зависит от градиента скорости. Обычно такие жидкости сильно неоднородны и состоят из крупных молекул, образующих сложные пространственные структуры. Чем быстрее происходит внешнее воздействие на взвешенные в жидкости макромолекулы связующего вещества, тем выше ее вязкость. И пока газодинамические касательные напряжения не очень велики, можно ожидать лишь небольшие отклонения от обычного течения. Однако при сверхзвуковых скоростях полета в относительно плотной атмосфере неньютоновское течение потока жидкой фазы разрушающегося материала может привести к отклонениям в распределении градиента температуры внутри слоя жидкости и повлиять на весь процесс охлаждения (рис. 2). Из-за высокого температурного градиента внутри слоя жидкости, образующегося на поверхности разрушающегося материала, решение данной задачи в изотермической постановке может привести к большим неточностям [13], поэтому необходимо одновременно интегрировать всю систему уравнений жидкого слоя, состоящую из уравнений неразрывности, движения и энергии, с учетом зависимости коэффициента вязкости от температуры и касательного напряжения.

В большинстве случаев неньютоновское течение слабо учитывает воздействие касательного напряжения. Это означает, что коэффициент вязкости уменьшается с увеличением касательного напряжения. Изменению касательных характеристик может способствовать в значительной степени присутствие в расплавленной жидкости газовых пузырьков. Под действием приложенной касательной силы первоначально сферические пузырьки будут деформироваться и принимать форму эллипсоидов, большая ось которых располагается в направлении потока.

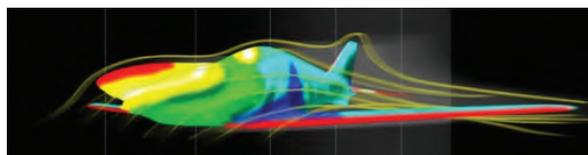


Рис. 2. Распределение температурных нагрузок по поверхности гиперзвукового летательного аппарата

Чем длиннее становятся эллипсоидальные газовые пузырьки под воздействием касательной силы, тем больше уменьшается коэффициент вязкости. Существующие в настоящее время теории уноса массы пренебрегают неньютоновскими эффектами [2, 14, 15]. Поэтому цель настоящего исследования состоит в изучении условий, при которых упрощенная теория остается справедливой, а также отклонений от обычных характеристик процесса уноса массы в тех случаях, когда неньютоновские эффекты становятся значительными [16]. Ради простоты расчеты процесса уноса массы проводятся в окрестности критической точки, в которой неньютоновское течение жидкости обусловлено как поверхностным трением, так и градиентом давления [13].

СВЯЗЬ МЕЖДУ КАСАТЕЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ И ТЕМПЕРАТУРОЙ ДЛЯ ОПЛАВЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Поведение оплавленной жидкости связано со структурными изменениями, происходящими при ее движении. Так, в случае полимера при больших касательных напряжениях происходит временная предпочтительная ориентация длинных молекул в направлении, параллельном направлению набегающего потока. Под воздействием приложенных касательных напряжений могут разорваться макромолекулы в стеклокерамике, такие как комплексы SiO_4 в кремнеземистых керамических материалах.

Теоретическая обработка зависимости вязкости макромолекулярных жидкостей от касательного напряжения описана в публикациях [2, 4, 5]. Малые отклонения от ньютоновского течения пропорциональны квадрату касательного напряжения. Можно использовать соотношение в виде ряда между коэффициентом вязкости η_τ и касательным напряжением τ :

$$1/\eta_\tau = (1/\eta)(1 + [(\chi\tau)^2/3!] + [(\chi\tau)^4/5!] + \dots), \quad (1)$$

где η — коэффициент вязкости при малых касательных напряжениях; χ — постоянная.

В условиях малых касательных напряжений, которые преобладают в газодинамике при уносе массы, вид степенного ряда (1) можно ограничить квадратичными членами. Помимо зависимости от касательного напряжения коэффициент вязкости существенно зависит от температуры. Обычно принимается следующее соотношение между коэффициентом вязкости η и температурой T :

$$\eta = e^{A/T - B}, \quad (2)$$

где A и B — постоянные, не зависящие от температуры.

Формула (2) относится к температурной зависимости не зависящего от касательного напряжения коэффициента η в уравнении (1). Со-

отношение (2) можно приближенно представить в аналитическом виде:

$$\eta/\eta_i = (T/T_i)^{-n'}, \quad (3)$$

где индекс i относится к удобному характерному состоянию; $n' = A/T$.

Выражение (3) удобно переписать в следующем виде:

$$\eta/\eta_i = [(T - T_0)/(T_i - T_0)]^{-n},$$

где T_i — температура на границе раздела газ – жидкость; T_0 — температура внутри тела на достаточном удалении от поверхности, причем показатель степени n несколько меньше, чем n' .

Подставляя выражение для η/η_i в уравнение (1) и обозначая для краткости $\chi^2/3!$ через k , получаем соотношение, которое выражает зависимость коэффициента вязкости как от температуры, так и от касательного напряжения:

$$1/\eta_\tau = (1/\eta_i)[(T - T_0)/(T_i - T_0)]^n(1 + k\tau^2). \quad (4)$$

Формула (4) будет применяться при изучении влияния неньютоновского течения жидкости на процесс уноса массы. Формулу (4) можно применять также для жидкостей, содержащих газовые пузырьки. Однако в этом случае k является функцией концентрации и их размера. Если такая зависимость известна, то можно использовать для сохранения выражения величину k . При этом параметры жидкого слоя (теплопроводность, теплоемкость и т. д.) нужно определять как параметры смеси газа и жидкости. Постоянная температуропроводность a для такого случая будет зависеть не только от соотношения газа и жидкости в смеси, но и, возможно, от размеров эллипсоидных пузырьков.

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КВАЗИЖИДКОГО СЛОЯ

Когда газодинамический нагрев достаточно интенсивный, поверхность обтекаемого тела начинает плавиться. Часть жидкости уносится при обтекании, а часть испаряется. Обтекание таких стеклообразных или полимерных материалов является ламинарным и сравнимо со скоростью набегающего газа. В результате непрерывного уноса внутри тела создается градиент температуры [1]. Следует отметить, что увеличение теплопроводности за счет процесса соответствующего уноса массы позволяет достаточно эффективно увеличить теплоизоляцию материала. Из-за градиента температуры, что обуславливает хорошие изоляционные свойства материала, происходит существенное изменение вязкости жидкого слоя, так что нельзя основывать расчеты на предположении о постоянстве коэффициента вязкости. Вязкость неньютоновских жидкостей довольно велика, поэтому можно пренебречь инерционными членами в уравнении движения. Тогда уравнения

неразрывности, движения и энергии можно записать в виде

$$(\partial/\partial x)ru + (\partial/\partial y)rv = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta_i \left(\frac{T - T_0}{T_i - T_0} \right)^{-n} \frac{1}{1 + k\tau^2} \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (6)$$

$$u(\partial T/\partial x) + v(\partial T/\partial y) = a(\partial^2 T/\partial x^2), \quad (7)$$

где u и v — касательная и нормальная к поверхности тела составляющие скорости тела; r — радиус обтекаемого тела, измеряемый по нормали к оси; давление p не зависит от координаты y и является функцией условий во внешнем потоке.

В уравнении (7) предполагается, что теплопроводность a постоянна. Ось y системы координат выбрана таким образом, что она перпендикулярна к поверхности тела, а ее начало находится на поверхности раздела жидкость — газ. Ось x параллельна поверхности тела, а ее начало находится в критической точке. Касательное напряжение τ определяется соотношением

$$\tau = \eta_\tau (\partial u/\partial y), \quad (8)$$

где η_τ — неньютоновский, или структурный, коэффициент вязкости, определяемый выражением (4). Первое интегрирование уравнения (6) с учетом соотношения (4) дает

$$\tau = (\partial p/\partial x)y = \tau_i, \quad (9)$$

где τ_i — касательное напряжение на поверхности раздела оплавленная жидкость — газ.

Подставляя соотношение (8) в выражение (9) и интегрируя второй раз, получаем распределение скорости внутри жидкого слоя:

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \int_{-\infty}^0 \frac{y dy}{\eta_\tau} + \tau_i \int_{-\infty}^0 \frac{dy}{\eta_\tau}. \quad (10)$$

Если зависимость η_τ от y известна, то интегралы можно вычислить. Но на данной стадии анализа известна лишь зависимость η_τ от распределения температуры по жидкому слою. Поэтому следующий шаг состоит в решении уравнения (7). В окрестности критической точки первый член уравнения (7) равен нулю и первое интегрирование дает значение градиента температуры в виде

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_i \exp \frac{1}{a} \int_0^y v dy, \quad (11)$$

где $(\partial T/\partial y)_i$ — градиент температуры на поверхности раздела газ — жидкость.

Показатель n в соотношениях (3) и (4) достаточно велик (в большинстве случаев >10), поэтому толщина теплового слоя намного больше толщины жидкого слоя, причем эти толщины определяются соответственно величинами δ_T и δ . На глубине, превышающей толщину жидкого слоя, значение v в уравнении (11) можно заменить вели-

чиной v_w , представляющей собой скорость, с которой поверхность раздела оплавленная жидкость — твердое тело движется внутрь тела. В результате второго интегрирования уравнения (11) при соответствующих граничных условиях получаем

$$T - T_0 = (a/v_w)(\partial T/\partial y)_i e^{v_w y/a}. \quad (12)$$

Выражение для $(\partial T/\partial y)_i$ можно получить из простого уравнения теплового баланса $(\partial T/\partial y)_i = [(T_i - T_0)v_w]/a$. С учетом этого выражения, принимая, что $\delta_T = a/v_w$, уравнение (12) можно представить в виде

$$T - T_0 = (T_i - T_0)e^{y/\delta_T}, \quad (13)$$

где δ_T — толщина теплового слоя.

Теперь T выражается в зависимости от y , и уравнение (10) можно проинтегрировать, так как распределение коэффициента вязкости по толщине жидкого слоя получается из совместного рассмотрения выражений (4) и (13):

$$\frac{1}{\eta_\tau} = \frac{\left\{ 1 + k \left[(\partial p/\partial x) + \tau_i \right]^2 \right\} e^{y/\delta_T}}{\eta_i}. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в (10) и используя определение $\delta_T = n\delta$, получаем распределение касательной составляющей скорости по толщине жидкого слоя:

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \int_{-\infty}^y \frac{\left\{ 1 + k \left[(\partial p/\partial x) + \tau_i \right]^2 \right\} y \cdot e^{y/\delta} dy}{\eta_i} + \tau_i \int_{-\infty}^y \frac{\left\{ 1 + k \left[(\partial p/\partial x) + \tau_i \right]^2 \right\} e^{y/\delta} dy}{\eta_i}. \quad (15)$$

Вводя для краткости обозначения

$$N = 1 + k\tau_i^2, \quad M = 2k(\partial p/\partial x)\tau_i, \quad L = k(\partial p/\partial x)^2, \quad (16)$$

получаем из уравнения (15) после интегрирования:

$$u = (\partial p/\partial x)(e^{y/\delta}/\eta_i) [-\delta^2 N + 2\delta^3 M - 6\delta^4 L + (\delta^2 N - 2\delta^3 M + 6\delta^4 L)y/\delta + (\delta^3 M - 3\delta^4 L)y^2/\delta^2 + \delta^4 Ly^3/\delta^3] + (\tau_i e^{y/\delta}/\eta_i) [N\delta - \delta^2 M + 2\delta^3 L + (\delta^2 M - 2\delta^3 L)y/\delta + \delta^3 Ly^2/\delta^2]. \quad (17)$$

Теперь вертикальную составляющую скорости v можно получить, интегрируя уравнение (5):

$$v_i = -\frac{1}{r} \int_{-\infty}^0 \frac{\partial}{\partial x} (ru) dy + v, \quad (18)$$

где v_i — скорость испарения с единицы поверхности.

Выражение (17) для составляющей скорости u следует подставить в уравнение (18) и получим выражение для скорости уноса массы. Изменяя порядок интегрирования и дифференцирования, находя интегралы и полагая $x = r$, получаем

$$\eta_i(v_i - v_w) = (1/x)(\partial/\partial x) [x(\partial p/\partial x)(2N\delta^3 - 6M\delta^4 + 24L\delta^5)] + (1/x)(\partial/\partial x) [x\tau_i(-N\delta^2 + 2M\delta^3 - 6L\delta^4)]. \quad (19)$$

В окрестности критической точки dp/dx и τ_i можно рассматривать как линейные функции расстояния, однако при сохранении членов, которые зависят от k , появляются члены порядка x^2 . Поэтому чтобы оценить влияние не-newтоновских отклонений в потоке, необходимо учитывать члены более высокого порядка относительно давления и поверхностного трения вдоль поверхности тела. Градиент давления dp/dx и поверхностное трение τ_i являются нечетными функциями по отношению к расстоянию до критической точки [1]. Для целей настоящей работы достаточно пренебречь членами пятого и более высоких порядков, поэтому можно записать

$$\tau_i = a_1x + a_2x^3, \quad dp/dx = b_1x + b_2x^3, \quad (20)$$

где a_1 и b_1 не зависят от x и y и представляют собой функции лишь условий во внешнем потоке.

Подставляя эти величины в уравнение (19), выполняя дифференцирование и пренебрегая членами четвертого и более высоких порядков относительно x , получаем

$$\eta_i(v_i - v_w) = 4b_1\delta^3 - 2a_1\delta^2 + x^2\delta^2[8b_2\delta - 4a_2 + k(-4a_1^3 + 24b_1a_1^2\delta - 72b_1^2a_1\delta^2 + 96b_1^3\delta^3)], \quad (21)$$

где k — средний ТКЛР в некотором интервале температур, определяется как отношение изменения линейного размера к заданному интервалу изменения температуры, вызвавшему это увеличение. Если можно пренебречь членами второго порядка относительно x , что можно сделать в случае квазижидкости в непосредственной близости от критической точки, то выражение (21) становится идентичным выражению для случая уноса массы стеклообразных материалов [4]. Выражение (21) показывает, что в непосредственной близости к критической точке влияние не-newтоновского течения жидкости достаточно мало. На больших расстояниях от критической точки не-newтоновские эффекты должны стать сравнимыми с членами второго порядка, характеризующими изменения температуры и dp/dx . Оценку условий, при которых поведение квазижидкости влияет на характеристики потока, можно сделать с помощью простого соотношения

$$|8b_2\delta - 4a_2| < |k(-4a_1^3 + 24b_1a_1^2\delta - 72b_1^2a_1\delta^2 + 96b_1^3\delta^3)|. \quad (22)$$

Для сферической носовой части a_i и b_i определяются следующим образом [5]:

$$a_1 = \frac{3}{2}(U_\infty/R)(3U_\infty\eta_s\rho_s/R)^{1/2}, \quad a_2 = -(U_\infty/2R^3)(3U_\infty\eta_s\rho_s/R)^{1/2}, \\ b_1 = -2p_s/R^2, \quad b_2 = \frac{4}{3}(p_s/R^4), \quad (23)$$

где U_∞ — скорость набегающего потока; R — радиус носовой части тела; η_s — коэффициент вязкости газа в критической точке; ρ_s — плотность газа в критической точке; p_s — давление торможения.

Вводя эти члены, можно записать x^2 в безразмерном виде как x^2/R^2 . Используя выражения (23) и полагая $p_s = U_\infty^2\rho_0$, получаем вместо неравенства (22) выражение вида

$$\left| \frac{32}{3} \frac{p_0 U_\infty}{R} \delta + 2 \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2} \right| < \left| k \left[\frac{27}{2} U_\infty^2 \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{3/2} + \frac{324 U_\infty^4 p_0 \eta_s p_s}{R^2} \delta + \frac{432 p_0^2 U_\infty^4}{R^2} \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2} \delta^2 + \frac{768 p_0^3 U_\infty^5}{R^3} \delta^3 \right] \right|. \quad (24)$$

Чтобы сделать оценки с помощью этого неравенства, необходимо знать η_s и p_s в зависимости от условий во внешнем потоке. Эти соотношения имеют вид

$$\eta_s = \eta_0(T_s/T_0)^{3/2}[410/(T_s + 110)]; \quad p_s = p_s/R^*T_s,$$

где T_s — температура торможения; R^* — газовая постоянная.

При очень больших скоростях набегающего потока p_s необходимо рассчитывать с учетом диссоциации молекул воздуха. Теперь можно представить Q — отношение левой и правой частей неравенства (24) как некоторую функцию, зависящую от k , δ , R и U_∞ . Отношение Q принимает следующий вид:

$$Q = \frac{\frac{32 p_0 U_\infty \delta}{3R} + 2 \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2}}{k \left[\frac{27 U_\infty^2}{2} \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{3/2} + \frac{324 U_\infty^4 p_0 \eta_s p_s \delta}{R^2} + \frac{432 p_0^2 U_\infty^4 \delta^2}{R^2} \left(\frac{3 U_\infty \eta_s p_s}{R} \right)^{1/2} + \frac{768 p_0^3 U_\infty^5 \delta^3}{R^3} \right]}. \quad (25)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если отношение Q значительно меньше единицы, то членами, учитывающими не-newтоновские отклонения в потоке, пренебрегать нельзя; при этом они должны быть сравнимыми с членами второго порядка, характеризующими изменения τ_i и dp/dx в окрестности критической точки. Следует ожидать, что в этом случае процесс уноса массы не-newтоновской жидкости отличается от соответствующего процесса для newтоновской жидкости и, следовательно, параметры теплообмена также будут различаться.

Представляют интерес условия, при которых отклонения от нормального поведения связаны со степенью не-newтоновского течения жидкости, которая выражается некоторым значением k . На рис. 3–5 показано семейство кривых, характеризующих зависимость произведения Qk от толщины жидкого слоя δ с числом Маха в качестве параметра. В случае, показанном на рис. 3, радиус сферической обтекаемой носовой части составляет 0,05, 0,1 и 0,3 м. Все три кривые относятся к баллистической траектории для высоты 20 км и $M = 25$. Можно сделать следующие общие выводы:

– при постоянной толщине жидкого слоя не-ньютоновские отклонения в потоке возрастают с увеличением скорости полета;

– за исключением некоторых особых случаев, влияние не-ньютоновского течения жидкости становится более сильным с увеличением толщины жидкого слоя;

– отклонения от нормального течения не-ньютоновской жидкости, характеризующегося некоторым значением k , возрастают с уменьшением радиуса носовой части;

– кривые на рис. 3–5 имеют минимумы, которые сдвигаются в сторону больших значений толщины при увеличении радиуса носовой части.

У жидкостей с таким малым значением k , равным примерно 10^{-10} , отклонения от нормального течения ньютоновской жидкости наблюдаются на высоте 20 км. Для большинства стеклообразных материалов значения k имеют именно такой порядок величины, а многие из них характеризуются гораздо большей степенью уменьшения жидкого слоя под действием касательного напряжения. В соответствии с выражением (21) не-ньютоновское течение не проявляется в непосредственной близости от критической точки. Однако на таком расстоянии, на котором члены третьего порядка относительно τ и $\partial p/\partial x$ уже не являются пренебрежимо малыми, простейшая теория уноса массы стеклообразных материалов становится до некоторой степени неточной. В соответствии с упрощенной аналогией Рейнольдса касательная сила пропорциональна тепловому потоку, поэтому не только характер течения жидкой пленки, но и процесс уноса массы в целом будут подвержены изменениям.

Чтобы определить характеристики процесса уноса массы для не-ньютоновских жидкостей, необходимо решить уравнение (21) совместно с условиями, налагаемыми на процесс теплообмена. На рис. 4 показаны зависимости произведения Qk от δ для высоты 50 км. Чтобы на этой высоте наблюдался какой-нибудь эффект, значение k должно быть приблизительно на два порядка выше, чем при аналогичных условиях на высоте 20 км. Минимумы показанных кривых также смещаются в сторону больших толщин, причем при радиусе носовой части 0,3 м минимум сдвигается так далеко вправо, что выходит за пределы диапазона, представляющего интерес для практических приложений (см. рис. 4).

Следует отметить, что представленные результаты, строго говоря, законны лишь для не-испаряющихся жидкостей, поскольку при вдувании паров в пограничный слой τ уменьшается. Однако в окрестности критической точки градиент давления намного больше, чем τ , так что для уноса массы не-ньютоновских жидкостей, которые частично испаряются, предыдущие результаты являются, по крайней мере, хорошим приближением. Следует упомянуть также, что

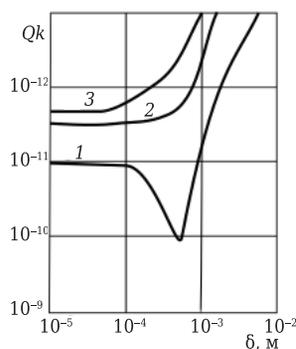


Рис. 3. Произведение Qk в зависимости от толщины δ жидкого слоя при числе Маха $M = 25$, радиусе носовой части тела 0,05 (1), 0,1 (2), 0,3 м (3) и высоте 20 км

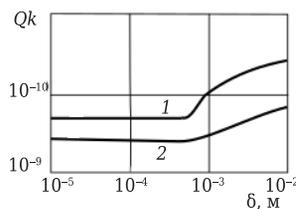


Рис. 4. Произведение Qk в зависимости от толщины δ жидкого слоя при числе Маха $M = 25$, радиусе носовой части тела 0,05 (1), 0,1 м (2) и высоте 50 км

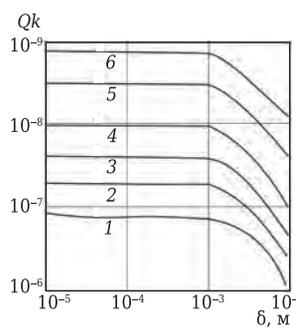


Рис. 5. Произведение Qk в зависимости от толщины δ жидкого слоя и числа Маха при радиусе носовой части тела 30 см и высоте 50 км. Число Маха: 1 — 8; 2 — 10; 3 — 12; 4 — 15; 5 — 20; 6 — 25

когда пары попадают в пограничный слой, они, помимо отмеченного выше эффекта, оказывают влияние на плотность и вязкость [1], однако в большинстве практических случаев подавляющим по своей величине членом в знаменателе выражения (25) является последний член, в который не входят p_s и η_s .

В статье [1] представлена сопоставительная оценка результатов исследований последних десятилетий для ньютоновских жидкостей и выяснено, при каких условиях следует использовать эти результаты, если течение с уносом массы оплаиваемой жидкости является в какой-то степени не-ньютоновским. Толщину жидкого слоя δ можно рассчитать по следующей формуле:

$$\delta = h_{eff} p_L a / q_0 k, \quad (26)$$

где h_{eff} — эффективная энтальпия разрушающегося материала, которую можно получить [1] в виде функции скорости и высоты полета; p_L — плотность жидкости; q_0 — тепловой поток в критической точке при отсутствии уноса массы.

Толщину жидкого слоя δ можно представить в виде зависимости функции от числа Маха. На рис. 6 показаны результаты, полученные для стекла пирекс, применительно к высоте 20 км

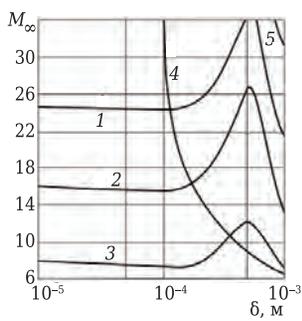


Рис 6. Влияние различной степени неньютоновского течения материала модели с физическими свойствами стекла пирекс на характеристики процесса уноса массы при высоте 20 км и радиусе носовой части тела 0,30 м. Значения Qk : 1 — 10^{11} ; 2 — 10^{10} ; 3 — 10^9 ; 5 — 10^{12} ; 4 — δ^*

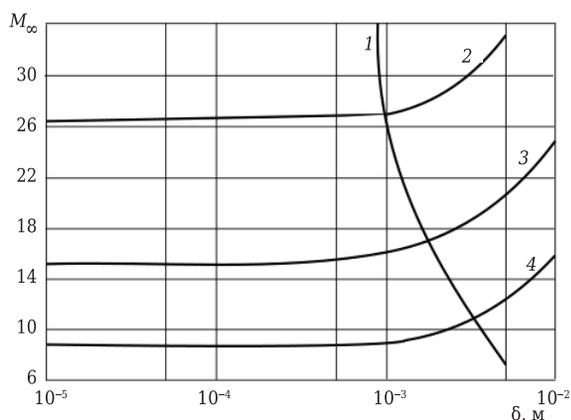


Рис. 7. Влияние различной степени неньютоновского течения материала модели с физическими свойствами стекла пирекс на характеристики процесса уноса массы при высоте 50 км и радиусе носовой части тела 0,3 м. Значения Qk : 1 — δ^* ; 2 — 10^9 ; 3 — 10^8 ; 4 — 10^7

и радиусу носовой части 30 см. Кривая 4, обозначенная δ^* , была получена с помощью соотношения (25) с использованием результатов предыдущей работы [3]. Следует отметить, что при числах Маха менее 10 не будут наблюдаться эффекты оплавления, если значение k для стекла пирекс будет меньше 10^{-9} . Однако при больших скоростях, которым соответствуют числа Маха около 30, неньютоновские течения в потоке будут иметь место при значениях k для стеклообразных материалов порядка 10^{-12} . Весьма вероятно, что такая малая степень проявления эффекта характерна для большинства стекол [6]. На рис. 7 показаны аналогичные результаты для высоты 50 км. Необходимо отметить следующее: чтобы имели место значительные отклонения, необходимо, чтобы значения k были приблизительно на два порядка выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлено, что при движении с гиперзвуковыми скоростями в атмосферах планет поверхности тел подвергаются интенсивному нагреву. В результате этого происходит оплавление теплозащитного покрытия, сопровождающееся уносом массы огнеупорного тела. Изучение уноса массы с поверхности летательного аппарата представляет большой интерес с точки зрения определения точных баллистических параметров.

Одним из эффективных путей снижения тепловых потоков к телу и, следовательно, уменьшения уноса массы огнеупорного покрытия является выбор теплозащитного материала и его установка по поверхности летательного аппарата, которая должна удовлетворять целому ряду аэродинамических и конструктивных требований. Показано, что унос массы теплозащитного покрытия приводит к изменению первоначальной формы тела. Поэтому важно совместно решать задачи обтекания и нагрева тела с учетом абляции поверхности и движения тела по траектории. В наиболее общей постановке проблема поиска оптимальной начальной формы тела представляет собой сложную задачу оптимального управления системой нестационарных уравнений газовой динамики. В данном случае в общей постановке задачи решена проблема о нахождении толщины уноса аблирующего огнеупорного покрытия космического аппарата, движущегося по баллистической траектории и обладающего минимальным суммарным радиационным нагревом поверхности. Получено уравнение абляции, когда унос массы происходит под воздействием конвективного нагрева. Интегрирование уравнений движения с учетом найденных коэффициентов сопротивления и теплообмена позволяет поставить и эффективно решить соответствующие вариационные задачи нахождения оптимальных начальных форм аблирующих поверхностей.

Требования к теплозащитным покрытиям многоазового корабля довольно разнообразны и очень сложны. Например, эти покрытия должны обладать вполне определенными оптическими свойствами, что необходимо для поддержания их температурного режима в орбитальном полете и на участке спуска. Они должны выдерживать большие динамические нагрузки при входе аппарата в плотные слои атмосферы.

Перед конструкторами-разработчиками огнеупорных материалов стоит важная задача по созданию теплозащитных покрытий, способных противостоять без разрушения тепловым потокам, поступающим на корпус космических аппаратов при спуске в атмосфере планет.

Библиографический список

1. **Сидняев, Н. И.** Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающимся покрытием / Н. И. Сидняев // Теплофизика и аэромеханика. — 2004. — Т. 11, № 4. — С. 501–522.
2. **Колесников, А. Ф.** Условия моделирования в дозвуковых течениях теплопередачи от высокочантальнойного потока к критической точки затупленного тела / А. Ф. Колесников // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1993. — № 1. — С. 172–180.
3. **Сидняев, Н. И.** Обтекание гиперзвуковых летательных аппаратов в условиях поверхностного разрушения / Н. И. Сидняев. — М.: Физматлит, 2017. — 302 с.

4. **Ковалев, В. Л.** Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике / В. Л. Ковалев. — М. : Физматлит, 2002. — 224 с.
5. **Васильевский, С. А.** Эффект увеличения теплового потока к титановой поверхности при ддуве кислорода в неравновесный пограничный слой / С. А. Васильевский, А. Ф. Колесников, М. И. Якушин // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 4. — С. 148–155.
6. **Финченко, В. С.** Программный комплекс AIRSOL для расчета аэродинамического и радиационного воздействия на космические летательные аппараты / В. С. Финченко, С. И. Шматов // Актуальные вопросы проектирования космических систем и комплексов : сб. науч. тр. — 2005. — Вып. 6. — С. 394–401.
7. **Лукашевич, В. П.** Космические крылья / В. П. Лукашевич, И. Б. Афанасьев. — М. : Лента Странствий, 2009. — 496 с.
8. **Горский, В. В.** О применении полной термохимической модели разрушения углерода к задаче разрушения углепластика в условиях нестационарного нагрева / В. В. Горский, А. В. Запривода // ТВТ. — 2014. — Т. 52, № 2. — С. 240.
9. **Гришин, А. М.** Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении / А. М. Гришин, А. Д. Парашин, А. С. Якимов // ФГВ. — 1993. — Т. 29, № 1. — С. 87.
10. **Feldhuhn, R. N.** Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere / R. N. Feldhuhn // AIAA Paper. — 1976. — № 76-119.
11. **Глазунов, А. А.** Аэродинамический нагрев топливных баков космического разгонного блока при спуске в атмосфере / А. А. Глазунов, В. Д. Гольдин, В. Г. Зеерев [и др.] // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. — 2011. — № 4(16). — С. 79–95.
12. **Самарский, А. А.** Введение в теорию разностных схем / А. А. Самарский. — М. : Наука, 1971. — 552 с.
13. **Гофман, А. Г.** Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном воздухе / А. Г. Гофман, А. М. Гришин // ПМТФ. — 1984. — № 4. — С. 107.
14. **Бейкер.** Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита / Бейкер // Ракетная техника и космонавтика. — 1977. — Т. 15, № 10. — С. 21.
15. **Gubta, R. N.** A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30000 K / R. N. Gubta, J. M. Yoss, R. A. Thompson, K. P. Lee // NASA-RP-1232. — 1990.
16. **Anna, A.** Computational modeling of surface catalysis for graphite exposed to high-enthalpy nitrogen flow / A. Anna, I. D. Boyd, V. Colombo [et al.] // Specialists Meeting. — AVT-199/RSM-029. — 2012. ■

Получено 11.10.19
© Н. И. Сидняев,
Э. В. Белкина, 2020 г.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ ИНФОРМАЦИЯ

IREFCON — 13-й Международный индийский конгресс по огнеупорам

Огнеупоры:

- для изоляции тепловых агрегатов
- для службы в условиях высокотемпературной коррозии/эрозии
- для службы в условиях высокотемпературных нагрузок
- для улучшения качества продукции и повышения производительности тепловых агрегатов
- для разработки высокоэффективных технологий

IREFCON
13th INDIA
INTERNATIONAL
REFRACTORIES
CONGRESS

12–14 февраля 2020 г.
г. Калькутта, Индия

www.irefcon.org