

УДК 536.245.022

СНИЖЕНИЕ МАКСИМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР ПОВЕРХНОСТИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ПО СФЕРЕ КОНУСА

© 2021 г. В. И. Зинченко^{1, *}, В. Д. Гольдин^{1, **}¹Томский государственный университет, Томск, Россия

*E-mail: vladislav.zinchenko@bk.ru

**E-mail: vdg@math.tsu.ru

Поступила в редакцию 28.11.2019 г.

После доработки 28.11.2019 г.

Принята к публикации 10.03.2020 г.

Рассмотрена сопряженная задача нестационарного теплообмена при сверхзвуковом обтекании затупленного по сфере конуса при большом числе Маха ($M_\infty = 9.9$). В этом случае максимальные температуры обтекаемой оболочки могут достигать температуры разрушения материала и важно оценить возможные способы их снижения. Обобщенные критериальные зависимости, полученные на основе численных расчетов нестационарной задачи в сопряженной постановке, позволяют оценить необходимое снижение максимальной температуры поверхности тела за счет выбора геометрических характеристик тела и теплофизических характеристик материалов для сферической и конической областей тела.

DOI: 10.31857/S0040364421010178

ВВЕДЕНИЕ

Требование сохранения геометрии летательного аппарата при больших временах движения вызывает необходимость использования различных материалов, в том числе высокотеплопроводных, обеспечивающих наряду с переизлучением поверхности тела снижение максимальных температур лобовой части [1–5].

Используя отработанную технологию решения задач в сопряженной постановке [6, 7], важно оценить возможности управления температурными режимами обтекаемых тел и получить критериальные зависимости для инженерных оценок максимальных температур T_w .

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается сверхзвуковое обтекание затупленных по сфере конических тел с углом полураствора 5° , радиусом сферического затупления R_N и различными длинами $z_c = 5, 10, 20$ при нулевом угле атаки. Лобовая часть тела выполнена из сплошного материала, а на боковой части (при $z > z_0$) имеется коническая оболочка постоянной толщины L , причем материалы в этих областях могут быть различными (рис. 1). Внутренняя часть тела представляет собой конус с торцевым затуплением. Все линейные размеры отнесены к R_N . Расчет течения в ламинарном пограничном слое проводился как в [1, 6], а тепловое поле в обтекаемой

оболочке описывалось уравнениями теплопроводности, которые в предположении постоянства теплофизических характеристик материала имеют вид

$$\frac{1}{S_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\lambda_{s1}}{\rho_{s1} c_{s1}} \frac{\rho_{s2} c_{s2}}{\lambda_{s2}} \frac{1}{S_1} \frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta_2}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial z^2}. \quad (2)$$

Здесь $\theta_i = \frac{T_i}{T_{e0}}$; $S_i = \frac{\lambda_{si}}{\sqrt{\rho_{e0} \mu_{e0} V_m R_N}} \frac{T_{e0}}{h_{e0}}$; $\tau = \frac{\lambda_{s1} t}{\rho_{s1} c_{s1} R_N^2} \frac{1}{S_1}$; T – температура; t – время; z, r – геометрические координаты (рис. 1), отнесенные к R_N ; λ_s, ρ_s, c_s – коэффициент теплопроводности, плотность и удельная теплоемкость твердого тела; h_{e0}, T_{e0} – энтальпия и температура набегающего потока в точке торможения; $V_m = \sqrt{2h_{e0}}$; ρ_{e0}, μ_{e0} – плотность и вязкость на внешней границе пограничного слоя в точке торможения; индексы $i = 1, 2$ отвечают расчетным областям тела (рис. 1).

В начальный момент времени задается температура тела

$$\theta_i(0, r, z) = \theta_{ini} = \frac{T_{ini}}{T_{e0}},$$

чений [9] коэффициента $C_h = \frac{q_w}{\rho_\infty V_\infty c_p (T_{e0} - T_{w,ini})}$

в зависимости от z в начальный момент времени, а затем рассмотрена эволюция температурного поля обтекаемых тел, выполненных из различных материалов, вплоть до выхода на стационарный режим. При этом значения определяющего параметра π_σ не превышали 0.38. При возрастании чисел Маха до 10 и высоте полета $H = 30$ км [2] значения π_σ могут возрастать в несколько раз, поэтому необходимо дать оценку возможности управления температурными режимами тела для данных практически важных условий.

Для $z_c = 5$, $R_N = 0.01$ м при указанных выше параметрах торможения на рис. 2 приведены значения температур поверхности тела, выполненного из представленных в табл. 1 материалов. Здесь же показано распределение температуры стенки $T_w(\xi)$ при $S = 0$ (кривая 9) и в предельном случае материала с бесконечной теплопроводностью — $S \rightarrow \infty$ (кривые 4, 8). Серия кривых 5–8 отвечает стационарным значениям $T_w(\xi)$ в момент времени $t = 250$ с, а кривые 1–4 соответствуют значениям $T_w(\xi)$ при $t = 10$ с.

Представленные результаты иллюстрируют возможности снижения максимальной температуры поверхности при выборе высокотеплопроводных материалов и носят модельный характер для уровня высоких температур, превышающих температуры разрушения материалов. Отметим, что максимальная температура достигается в критической точке.

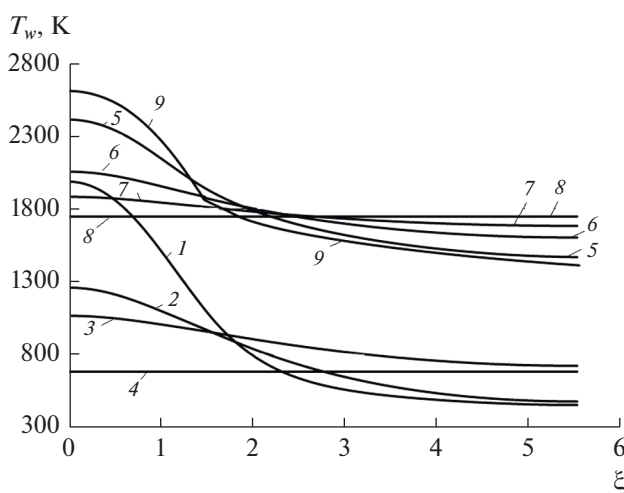


Рис. 2. Температура поверхности тела из сталей Ст1 (1, 5) и Ст2 (2, 6), меди (3, 7) и материала с бесконечной теплопроводностью (4, 8) в моменты времени $t = 10$ (1–4) и 250 с (5–8); 9 – радиационно-равновесная температура.

Таблица 1. Теплофизические параметры материалов

	λ_s , Вт/(м К)	ρ_s , кг/м ³	c_s , Дж/(кг К)
Сталь-1	20	7800	600
Сталь-2	125	7800	600
Медь	386	8950	370

Для оценки максимальной температуры при $t \rightarrow \infty$ в критериальном виде на рис. 3, 4 представлены зависимости безразмерной температуры в критической точке

$$\varphi_{st} = \frac{\theta_{w0r} - \theta_{w0}}{\theta_{w0r} - \theta_{w0} (\lambda_s \rightarrow \infty)} \quad (4)$$

от основных определяющих параметров задачи S и π_σ . На рис. 3 φ_{st} приведена для различных удлинений конической части тела, и здесь же показано влияние параметра π_σ . При $\pi_\sigma > 0.4$ кривые φ_{st} ведут себя линейным образом с близкими углами наклона для различных S и z_c (рис. 4).

Для предельных условий по S ($\lambda_s = 0$ и $\lambda_s \rightarrow \infty$) на рис. 5 приведены максимальные температуры в зависимости от параметра π_σ для различных удлинений конической части. При $\pi_\sigma \geq 0.4$ θ_{w0} в случае $\lambda_s \rightarrow \infty$ оказывается ниже радиационно-равновесной температуры θ_{w0r} на 30–50% в зависимости от z_c . При $\pi_\sigma < 0.4$ результаты расчета согласуются с данными [1]. Здесь же для примера приведены данные расчетов для $S = 6$ (кривые 2), из которых следует, что при данных и меньших значениях параметра сопряженности S максимальная температура в критической точке слабо

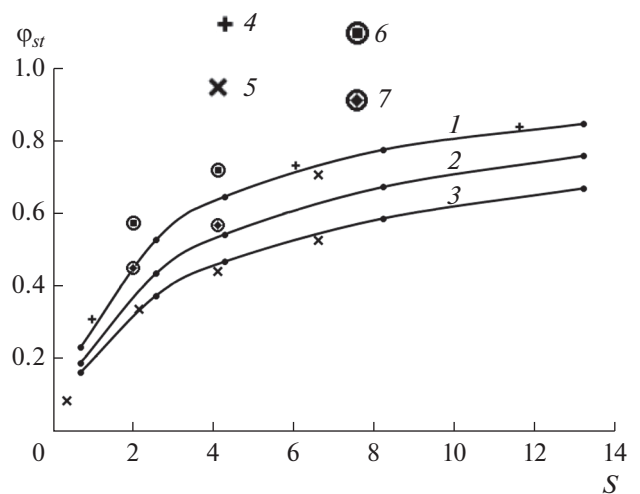


Рис. 3. Зависимость безразмерной температуры φ_{st} от параметра сопряженности S : при $\pi_\sigma = 0.53$ и $z_c = 5$ (1), 10 (2), 20 (3); 4 – $\pi_\sigma = 0.38$, 5 – 1.06; и для составного материала при $\pi_\sigma = 0.53$, $S_1 = 2, 4$, $S_2 = 13$ и $z_c = 5$ (6), 20 (7).

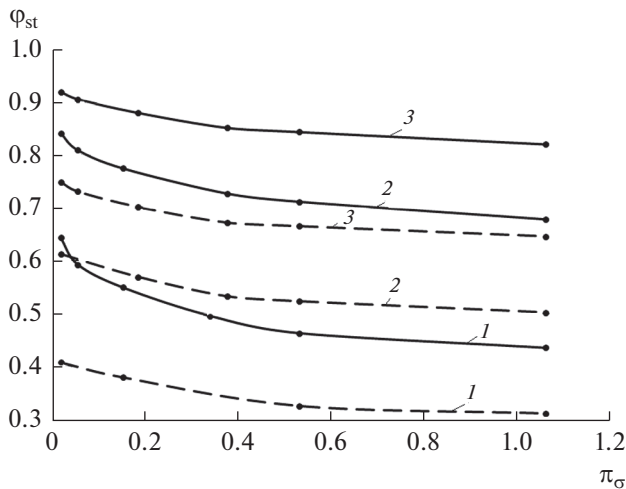


Рис. 4. Зависимость безразмерной температуры φ_{st} от параметра π_σ при $S = 2$ (1), 6 (2), 13 (3); сплошные кривые – $z_c = 5$, штриховые – 20.

зависит от удлинения конической части, а ее снижение по отношению к θ_{w0r} при $\pi_\sigma \geq 0.4$ составляет около 25%.

Отметим, что, используя критериальные зависимости, приведенные на рис. 3, 4, а также значения температуры, найденные для предельных условий по S (θ_{w0r} , $\theta_{w0}(\lambda_s \rightarrow \infty)$), из выражения (4) можно определить значение θ_{w0} в расчетном диапазоне S , π_σ . Погрешность нахождения θ_{w0} с учетом возможной линейной интерполяции по определяющим критериям не превышает 2%. Такой подход позволяет избежать массовых точных расчетов двумерной задачи теплопроводности в теле, в том числе при усложнении внутренней геометрии обтекаемой оболочки.

Влияние относительной толщины оболочки L на максимальную температуру θ_{w0} представлено в табл. 2 для различных значений π_σ и S . Как и для базовой толщины $L = 0.5$, при двух других значениях имеет место слабое влияние длины тела на θ_{w0} при $S \leq 6$ практически во всем расчетном диапазоне π_σ . При возрастании L (≥ 0.5) наблюдается слабое уменьшение температуры θ_{w0} для фиксированных значений S . В то же время в диапазоне $0.1 \leq L \leq 0.5$ при возрастании L происходит суще-

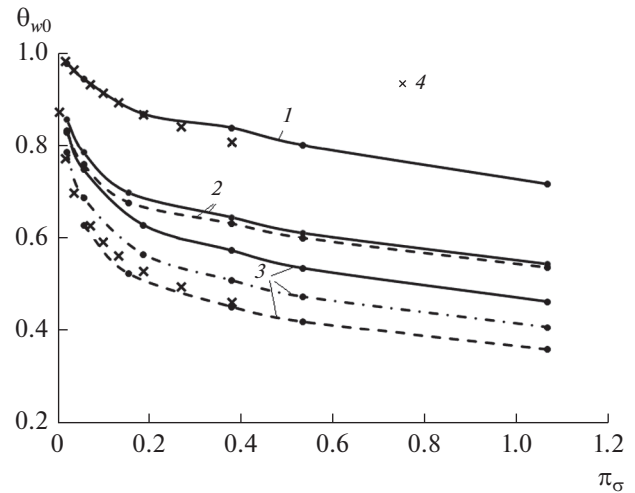


Рис. 5. Стационарная температура в критической точке при $S = 0$ (1), 6 (2), ∞ (3); сплошные линии – $z_c = 5$, штриховые – 20, штрихпунктирные – 10; 4 – результаты [1].

ственное снижение θ_{w0} , что приводит в данных условиях к уменьшению максимальной температуры тела. Снижение температур θ_{w0} может достигать 25–30% (табл. 2) от максимальных значений в зависимости от выбора определяющих параметров задачи.

Рассмотрим далее температурный режим в окрестности лобовой критической точки для нестационарных условий и однородного материала обтекаемой оболочки. На рис. 6а показана зависимость от времени безразмерной температуры $\theta_{w0}(\tau)$ для различных материалов (кривые 1–4), а также приведены данные одномерных расчетов (кривые 5, 5'). Здесь и ниже кривые со штрихами отвечают $\pi_\sigma = 1.06$. В принятых переменных результаты одномерных расчетов для различных материалов ложатся практически на одну кривую при $S > 2$. На нестационарном участке эффективность использования высокотеплопроводных материалов может значительно возрастать.

Как и в [1], введем нестационарный аналог функции φ_{st}

$$\varphi_{nst} = \frac{\theta_{w01}(\tau, \lambda_s) - \theta_{w02}(\tau, \lambda_s)}{\theta_{w01}(\tau, \lambda_s) - \theta_{w02}(\tau, \lambda_s \rightarrow \infty)}, \quad (5)$$

Таблица 2. Максимальная температура поверхности θ_{w0}

π_σ	0.53						1.06					
S	4.3			13			4.1			13		
L	0.1	0.5	0.8	0.1	0.5	0.8	0.1	0.5	0.8	0.1	0.5	0.8
$\theta_{w0}, z_c = 5$	0.67	0.63	0.62	0.62	0.58	0.57	0.60	0.57	0.56	0.55	0.51	0.51
$\theta_{w0}, z_c = 20$	0.67	0.63	0.61	0.61	0.55	0.53	0.60	0.56	0.55	0.54	0.49	0.48

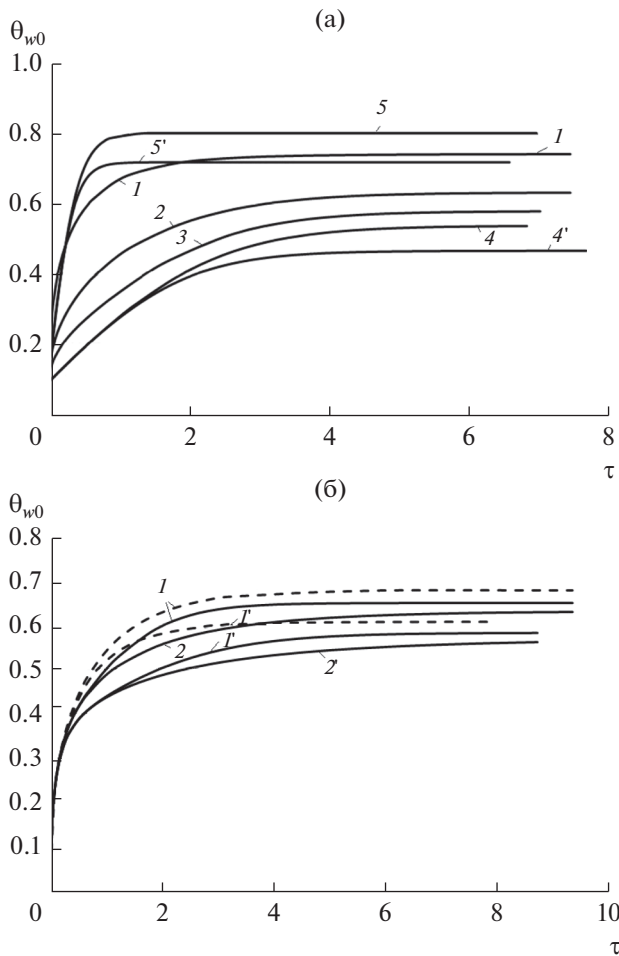


Рис. 6. Временная зависимость безразмерной температуры в критической точке тела с однородным (а) и составным покрытием (б) при $\pi_\sigma = 0.53$ (1, 2) и 1.06 (1', 2'): (а) $z_c = 5$, 1 – $S = 0.69$, 2 – 4.3, 3 – 13, 4 – ∞ , 5 – одномерный расчет; (б) 1 – $z_c = 5$, $S_1 = 2$, $S_2 = 13$; 2 – 20, 2, 13; штриховые линии – однородный материал при $S = 2$.

где индексы 1, 2 отвечают одномерному и двумерному случаям. На рис. 7 представлена временная зависимость φ_{nst} . Здесь для двух значений $S = 2, 13$ при двух значениях удлинения $z_c = 5, 20$ приведены кривые для $\pi_\sigma = 0.53$ и 1.06. Штриховыми линиями показана зависимость

$$\tilde{\varphi}_{nst} = \frac{\theta_{w0r} - \theta_{w02}(\tau, \lambda_s)}{\theta_{w0r} - \theta_{w02}(\tau, \lambda_s \rightarrow \infty)}.$$

При этом $\tilde{\varphi}_{nst}$ значительно отличается от φ_{nst} в моменты времени, близкие к начальному, но при $\tau \geq 2$ они практически совпадают, так как одномерный расчет быстро выходит на значение θ_{w0r} .

Учитывая поведение функции φ_{nst} , можно заметить, что для $\tau \geq 1$ ее максимальное отличие от своего стационарного значения φ_{st} не превышает 10%, что позволяет приравнять эти величины в расчетном диапазоне τ . Тогда из (5) вытекает

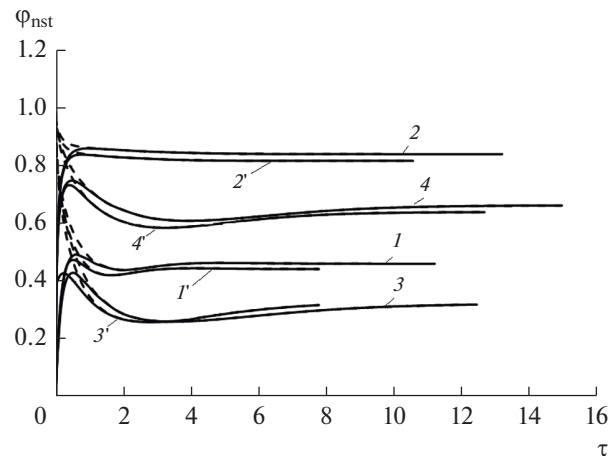


Рис. 7. Временная зависимость φ_{nst} в критической точке при $\pi_\sigma = 0.53$ (1–4) и 1.06 (1'–4'): 1 – $S = 2$, $z_c = 5$; 2 – 13, 5; 3 – 2, 20; 4 – 13, 20.

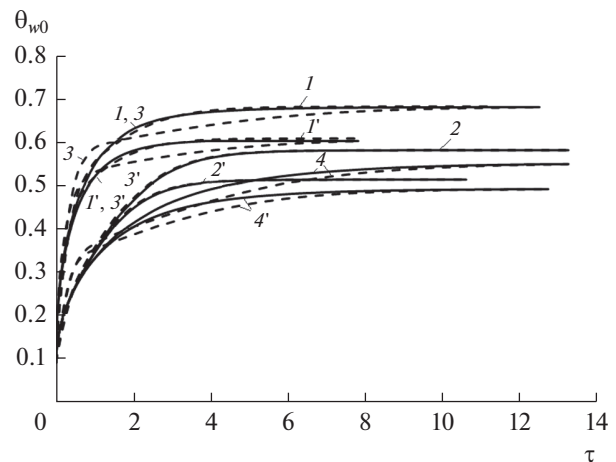


Рис. 8. Температура в критической точке в зависимости от времени при $\pi_\sigma = 0.53$ (1–4) и 1.06 (1'–4'): 1–4 – то же, что на рис. 7; штриховые линии – приближенное решение.

$$\theta_{w02}(\tau, \lambda_s) = \theta_{w01}(\tau, \lambda_s) - \varphi_{st} [\theta_{w01}(\tau, \lambda_s) - \theta_{w02}(\tau, \lambda_s \rightarrow \infty)]. \quad (6)$$

На рис. 8 для условий рис. 7 дано сравнение нестационарного численного решения (сплошные кривые) и приближенного, найденного из (6), (штриховые кривые). Видно, что приближенное решение дает высокую точность при $z_c = 5$, которая снижается при $\tau < 8$ и $z_c = 20$.

Таким образом, для нестационарных условий обтекания тела может быть использован приближенный способ определения его максимальных температур, включающий определение φ_{st} в стационарном случае и температуры поверхности тела в предельных случаях нетеплопроводного материала θ_{w0r} и абсолютно теплопроводного тела $\theta_{w02}(\tau, \lambda_s \rightarrow \infty)$, а также результаты одномерного расчета температуры поверхности при отсутствии

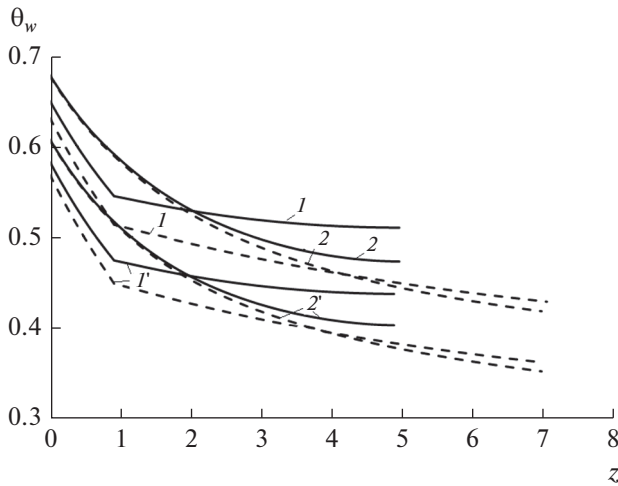


Рис. 9. Распределение стационарной температуры вдоль поверхности тела из составного (1) и однородного (2) материалов при $\pi_\sigma = 0.53$ (1, 2) и 1.06 (1', 2'): сплошные линии — $z_c = 5$, штриховые — 20 .

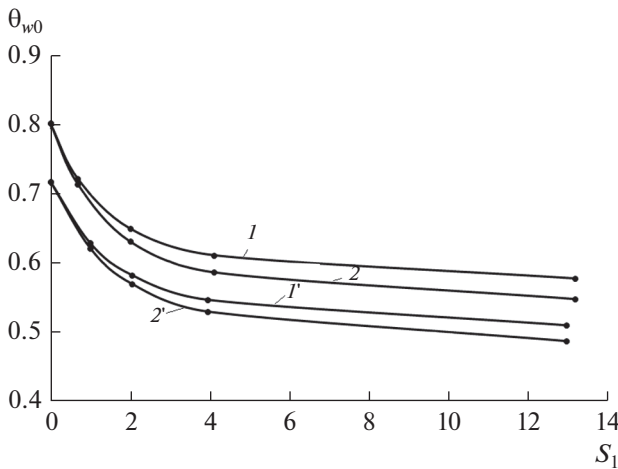


Рис. 10. Зависимость максимальной стационарной температуры от параметра сопряженности S_1 при $\pi_\sigma = 0.53$ (1, 2) и 1.06 (1', 2'): 1, 1' — $z_c = 5$; 2, 2' — 20 .

продольного перетекания тепла по ней $\theta_{w01}(\tau, \lambda_s)$. Как указывалось выше, при $\tau \geq 1$ значения $\theta_{w01}(\tau, \lambda_s)$ могут быть заменены значением θ_{w0} .

Рассмотрим далее случай различных материалов сферической и конической частей. На рис. 6б представлена зависимость $\theta_{w0}(\tau)$ для двух значений z_c (5, 20), двух значений π_σ (0.53, 1.06) при $S_1 = 2, S_2 = 13$. Здесь же для сравнения приведены соответствующие зависимости θ_{w0} для однородного материала $S_1 = S_2 = 2$ при $z_c = 5$ (штриховые линии). Таким образом, получается комбинация высокотемпературного (область 1) и высокотеплопроводного (область 2) материалов; такая комбинация обеспечивает снижение максимальной

температуры по отношению к однородному материалу на 4–7% в зависимости от z_c .

Распределение стационарной температуры поверхности $\theta_w(z)$ для различных длин тела показано на рис. 9. Кривые 1, 1', имеющие разрыв производной, соответствуют различным материалам ($S_1 = 2, S_2 = 13$), а кривые 2, 2' отвечают однородному материалу при $S_1 = S_2 = 2$. Как и выше, кривые без штрихов и со штрихами построены для $\pi_\sigma = 0.53$ и 1.06 соответственно. Как и следовало ожидать, для однородного материала при $S = 2$ максимальная температура в окрестности критической точки при различных π_σ не зависит от длины тела z_c . В то же время использование различных материалов позволяет управлять снижением температуры поверхности θ_{w0} . На периферийной конической части тела рост S_2 вследствие повышения коэффициента теплопроводности материала обеспечивает рост температуры поверхности и выполаживание зависимости $\theta_w(z)$. Качественно такое поведение температуры в этой области отвечает зависимостям $\theta_w(\xi)$ для различных λ_s , которые рассматривались при анализе рис. 2.

Интересно оценить влияние коэффициента теплопроводности в области 1 высокотемпературного материала и параметра S_1 на максимальное значение θ_{w0} при заданном значении S_2 в области высокотеплопроводного материала. На рис. 3 для двух длин z_c (5, 20) показано значение ϕ_{st} при $S_1 = 2, 4$ (значки внутри кружков). Такая обработка отражает факт заметного снижения температуры θ_{w0} по отношению к однородному материалу обтекаемого тела. Так, для $z_c = 5$ значения θ_{w0} составляют 0.95 и 0.9 от максимальной температуры однородного материала при $S_1 = 2$ и $S_1 = 4$. Если $z_c = 20$, то это отношение равно 0.93 и 0.87 соответственно.

На рис. 10 показана зависимость θ_{w0} от параметра S_1 при заданном значении $S_2 = 13$ для различных величин π_σ и z_c . При $S_1 \geq 6$ максимальная температура меняется слабо в пределах 5%. Отсюда вытекает близкий к оптимальному уровню диапазон значений S_1 (2–5), при котором заметно снижается уровень максимальных температур при соответствующем выборе высокотемпературного материала сферического затупления.

Таким образом, меняя соотношение коэффициентов теплопроводности материалов сферической и конической частей, можно влиять на снижение максимальной температуры в окрестности критической точки. При этом, как вытекает из рис. 6б, для нестационарного участка процесса это снижение может быть заметно большим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для нулевого угла атаки в области больших значений чисел Маха (до 10.0) и высоких температур торможения (до 3250 К) на высотах порядка 30 км рассмотрена задача снижения максимальной температуры поверхности затупленного по сфере конуса ниже температуры разрушения материала тела. На основе нестационарной задачи в сопряженной постановке изучены возможные способы управления температурными режимами за счет выбора теплофизических характеристик материала и геометрических характеристик модели: радиуса R_N , длины z_c и толщины оболочки L . Показано, что использование высокотеплопроводных материалов тела в целом либо комбинации высокотемпературных материалов на затуплении и высокотеплопроводных на конической части дает возможность существенно снизить максимальную температуру лобовой критической точки. Построенные критериальные зависимости позволяют оценивать максимальные значения T_{w0} во всем диапазоне времен движения.

Оценено применение часто используемой одномерной модели распространения тепла в теле и показана возможность кратной ошибки в определении максимальных температур для перспективных высокотеплопроводных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зинченко В.И., Гольдин В.Д. Решение сопряженной задачи нестационарного теплообмена при сверхзвуковом обтекании затупленного по сфере конуса // ИФЖ. 2019. Т. 92. № 1. С. 137.
2. Гешеле В.Д., Полежаев Ю.В., Раскатов И.П., Стоник О.Г., Габбасова Г.В. Возможности повышения скорости полета гиперзвуковых летательных аппаратов // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 798.
3. Башкин В.А., Решетько С.М. Температурный режим затупленных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учетом теплопроводности материала // Уч. зап. ЦАГИ. 1990. Т. XXI. № 4. С. 11.
4. Зинченко В.И., Лаева В.И., Сандрыкина Т.С. Расчет температурных режимов обтекаемых тел с различными теплофизическими характеристиками // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 5. С. 105.
5. Зинченко В.И., Гольдин В.Д., Зверев В.Г. Численное моделирование влияния материалов тепловой защиты на характеристики сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленных тел // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 747.
6. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985. 222 с.
7. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2011. 358 с.
8. Физические величины. Спр. / Под. ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
9. Бражко В.Н., Ваганов А.В., Ковалева Н.А., Колина Н.П., Липатов И.И. Экспериментальные и расчетные исследования перехода в пограничном слое на затупленных конусах при сверхзвуковом обтекании // Уч. зап. ЦАГИ. 2009. Т. XL. № 3. С. 21.