

## ИНТЕНСИВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ СТЕКЛОВИДНОГО ТЕЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. З. АПШТЕЙН, Л. Г. ЕФИМОВА, Г. А. ТИРСКИЙ

(Москва)

Рассмотрено разрушение оплавливающегося тела в гиперзвуковом потоке газа под действием излучения от ударного слоя. Предполагается, что пограничный слой оптически тонкий, а испарение достаточно интенсивное. Излучение в теле берется в приближении лучистой теплопроводности. Тогда, применяя приближенное решение для жидкой пленки в окрестности критической точки, можно свести задачу к системе трансцендентных уравнений, если известны параметры ударного слоя. Произведены расчеты разрушения теплозащитного материала с теплофизическими параметрами, как у кварцевого стекла, для конкретных полетных условий и построены графики зависимости скорости разрушения от радиуса тела.

Повышение скоростей входа тел в атмосферу приводит к значительному увеличению радиационного теплового потока от нагретого ударного слоя. При этом увеличиваются скорости разрушения теплозащитных покрытий и вдув, что является причиной снижения конвективных тепловых потоков. Таким образом, лучистый тепловой поток становится определяющим фактором при расчете разрушения.

Радиационный тепловой поток к стенке разрушающегося тела состоит из потока, испущенного ударным слоем и частично поглощенного в пограничном слое, и излучения самого пограничного слоя. Соотношение между этими потоками зависит от концентраций различных компонент и температур в ударном и пограничном слоях и сечений поглощения [1,2]. Имеющиеся расчеты показывают, что в некоторых случаях [2] вдув газов оказывает слабое влияние на радиационный тепловой поток, т. е. что пограничный слой является оптически тонким. Будем рассматривать именно такой случай. Тогда при расчете разрушения радиационный тепловой поток на стенку можно брать равным потоку от ударного слоя.

Ограничимся в дальнейшем анализе рассмотрением достаточно больших вдувов, чтобы применить асимптотические формулы для трения, конвективного теплового потока и концентрации компонент на поверхности тела [3].

Это ограничение не будет очень стеснительным, так как асимптотические формулы становятся верными уже при умеренных вдувах. Отметим здесь же, что если погранслоем является оптически тонким при небольших вдувах, то он остается таким же и при больших скоростях вдува, так как физическая толщина погранслоя слабо меняется при значительном изменении скорости вдува и постоянном числе Рейнольдса [3].

Движение жидкой пленки будем рассматривать с учетом переноса тепла излучением внутри тела. При этом воспользуемся приближенным решением уравнений жидкой пленки стекловидного тела [4].

Тогда сильно упрощается расчет разрушения, что дает возможность выявить особенности разрушения тел, связанные с наличием жидкой пленки и ее растеканием по поверхности тела.

1. Воспользуемся асимптотическим решением уравнений газового пограничного слоя при больших вдувах, которое приводит к следующим выражениям для величин трения, теплового и диффузионного потоков [3]:

$$\tau_w = -\mu_w \frac{dp}{dx} \frac{1}{\rho_w (v_w - s')} + O \left[ \left( \frac{1}{\rho_w (v_w - s')} \right)^5 \right] \quad (1.1)$$

$$q_w = O \left[ \left( \frac{1}{\rho_w (v_w - s')} \right)^3 \right], \quad I_w = O \left[ \left( \frac{1}{\rho_w (v_w - s')} \right)^3 \right]$$

Используя первые члены этих асимптотических разложений, выпишем граничные условия на поверхности жидкой пленки

$$\begin{aligned}
 -\mu_w \frac{dp}{dx} \frac{1}{\rho_w(v_w - \dot{s})} &= \mu_1 \frac{\partial u_1}{\partial y}, & \rho_w(v_w - \dot{s}) &= \rho_1(v_1 - \dot{s}) & (1.2) \\
 q_R(1 - r^*) - \epsilon_R \sigma_R T_w^4 &= (\lambda_1 + \lambda_R^*) \partial T_1 / \partial y + \rho_w(v_w - \dot{s}) Q \\
 \rho_w(v_w - \dot{s}) &= f(m_w / 2\pi R^* T_w)^{1/2} [p^* - p], & p_1 &= p \\
 \lambda_R^* &= \frac{16}{3} \frac{n_R^2 \sigma_R T_1^3}{\rho_1(k_A + k_S)}
 \end{aligned}$$

Здесь  $\tau_w$  — трение на поверхности тела,  $q_w$  — тепловой поток,  $I_w$  — диффузионный поток,  $\mu_w$  — вязкость газа у стенки,  $\rho_w$  — его плотность,  $v_w$  — скорость,  $\dot{s}$  — скорость разрушения тела,  $dp/dx$  — градиент давления в пограничном слое,  $q_R$  — радиационный поток, приходящий к поверхности,  $\epsilon_R$  — коэффициент черноты,  $r^*$  — эффективный коэффициент отражения от поверхности,  $T_w$  — температура поверхности стенки,  $\lambda_R^*$  — коэффициент лучистой теплопроводности,  $Q$  — теплота испарения материала стенки,  $f$  — коэффициент аккомодации в формуле Кнудсена — Ленгмюра,  $m_w$  — молекулярный вес испарившегося материала,  $R^*$  — универсальная газовая постоянная,  $p$  — давление,  $p^*$  — равновесное давление паров материала покрытия при температуре  $T_w$ .

В (1.2) первое равенство представляет собой выражение для трения на поверхности тела при больших вдувах, второе — сохранение потока массы, третье — закон сохранения энергии, четвертое — условие неравновесного испарения Кнудсена — Ленгмюра.

Граничные условия в глубине тела следующие:

$$u_1 = 0, \quad v_1 = \dot{s}, \quad T_1 = T_T \quad (1.3)$$

Будем рассматривать разрушение стекловидного тела, для которого зависимость вязкости от температуры имеет вид

$$\mu_1 = \mu_1^* \exp(T^*/T_1) \quad \text{при } T_1 > T^{**}, \quad \mu_1 = \infty \quad \text{при } T_1 \leq T^{**}$$

Здесь  $\mu_1^*$ ,  $T^*$ ,  $T^{**}$  — некоторые константы. Стационарные уравнения движения жидкой пленки в окрестности критической точки выписаны в [5]. (О применимости приближения лучистой теплопроводности к данной задаче см. [4]).

2. Воспользуемся приближенным решением, полученным в [4] и отличающимся от точного на проценты

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= d - \left[ \tau_0 \left( 1 - 9\theta_0 \frac{\lambda_R \theta_0^3}{1 + \lambda_R \theta_0^3} \right) + \frac{2\theta_0^2(1 + \lambda_R \theta_0^3)}{(\theta_0 - \theta_T)d} \right] \times \\
 &\times \left( 1 - 18\theta_0 \frac{\lambda_R \theta_0^3}{1 + \lambda_R \theta_0^3} \right) \exp\left(-\frac{1}{\theta_0}\right) \frac{\theta_0^4(1 + \lambda_R \theta_0^3)^2}{(\theta_0 - \theta_T)^2 d^2} & (2.1) \\
 (\alpha_1 &= -\varphi(0) l_e^{-1/2} r_1^{3/4} n_1^{1/2} (\sigma_1 n)^{3/4}, \quad l_e = \mu_e \rho_e / \mu_w \rho_w \\
 \tau_0 &= \varphi''(0) l_e^{-1/2} r_1^{1/4} n_1^{1/2} (\sigma_1 n)^{3/4}, \quad n_1 = \nu_e / \nu_{1w}, \quad \nu_e = \mu_e / \rho_e \\
 \lambda_R &= (16/3) \sigma_R T^{*3} / \lambda_1 \rho_1 (k_A + k_S))
 \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha_1$  — безразмерный унос в газовой фазе,  $\varphi$  — функция тока в газовом пограничном слое,  $\tau_0$  — безразмерное трение на поверхности,  $\theta_T$  —

безразмерная температура в глубине покрытия,  $\theta_0$  — на поверхности,  $\lambda_R$  — безразмерный параметр лучистой теплопроводности,  $n_R$  — коэффициент преломления материала жидкой пленки,  $\sigma_R$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $k_A$  и  $k_S$  — осредненные по частоте коэффициенты поглощения и рассеяния,  $d$  — безразмерный полный унос.

Это решение должно сопрягаться с решением в газовой фазе, чтобы определить  $\alpha_1$ ,  $\tau_0$ ,  $\theta_0$ ,  $d$ . Обезразмерим условия сопряжения (1.2). Тогда из первого равенства находим

$$\tau_0 = \frac{c_1^* \mu_w}{\lambda_1 (\alpha_1 - r_1 d)} \quad \left( \mu_w = 2.67 \cdot 10^{-5} \frac{\theta_0 \sqrt{m_w T^*}}{\sigma^2 \Omega^*} \text{ г/см сек} \right) \quad (2.2)$$

Здесь  $\mu_w$  соответствует [6]. Так как  $r_1 = \rho_e / \rho_1 \ll 1$ , то в (2.2) можно пренебречь членом  $r_1 d$  по сравнению с  $\alpha_1$ .

Закон сохранения энергии и условие Кнудсена — Ленгмюра в (1.2) преобразуются к виду

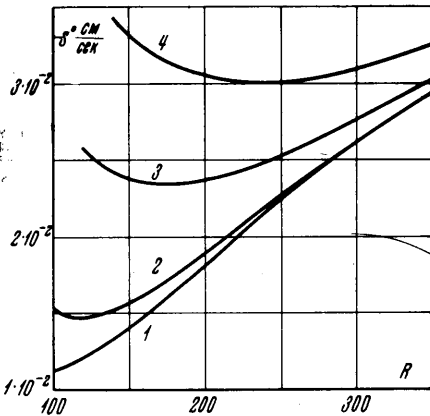
$$\Gamma = \frac{\alpha_1 (\theta_0 - \theta_T)}{q_R^* (1 - r^*) - K_1 \theta_0^4 - K_3 \alpha_1}, \quad \alpha_1 = \frac{K_4}{\sqrt{\theta_0}} \left( \frac{p^*}{p} - 1 \right) \quad (2.3)$$

$$(\Gamma = \alpha_1 / d, \quad q_R^* = q_R / \lambda_1 (\sigma_1 n)^{1/4} (\beta_1 / \nu_1)^{1/2} T^*$$

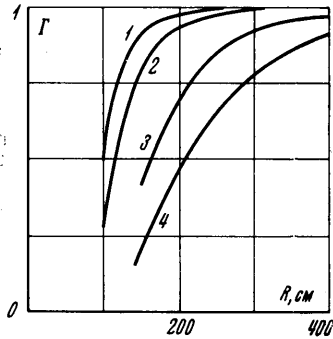
$$K_1 = \epsilon_R \sigma_R T^{*3} / \lambda_1 (\sigma_1 n)^{1/4} (\beta_1 / \nu_1)^{1/2}, \quad K_3 = Q / c_1^* T^*$$

$$K_4 = f(m_w / 2\pi R^* T^*)^{1/2} p z_1^{3/4} n_1^{1/2} \sigma_1^{3/4} n^{-1/4} (\beta \mu_e \rho_e)^{1/2})$$

В этих выражениях  $\Gamma$  — степень, газификации,  $q_R^*$  — безразмерный поток лучистой энергии к телу,  $K_1$  — безразмерный коэффициент излучения стенки,  $K_3$  — безразмерная теплота испарения,  $\mu_e$  — вяз-



Фиг. 1



Фиг. 2

кость газа на внешней границе газового пограничного слоя. При известных параметрах внешнего течения система трансцендентных уравнений (2.1) — (2.3) определяет решение задачи.

3. Рассчитаем по приведенной выше методике разрушение материала с теплофизическими свойствами, как у кварца. Данные о внешнем течении и лучистом потоке от ударного слоя будем брать из работы [7], в которой приведены параметры невязкого обтекания воздухом сферы радиусом от 0.1 до 4 м с учетом излучения при  $v_\infty = 14 \text{ км/сек}$ ,  $p_\infty = 10^{-4} \text{ атм}$ ,  $T_\infty = 300^\circ \text{ К}$ .

Тогда все постоянные величины, входящие в систему (2.1) — (2.3), будут известны, и ее можно решить методом итераций.

На фиг. 1 представлены графики скорости разрушения в зависимости от радиуса тела  $R_T$ . Коэффициент отражения и степень черноты брались равными 0.1 и 0.9; для кривых 1, 2, 3, 4 параметр  $\lambda_R = 0, 10^4, 5 \cdot 10^4, 10^5$ . Соответствующие кривые на фиг. 2 показывают, как меняется степень газификации  $\Gamma$ .

Из графиков видно, что  $\Gamma$  уменьшается с уменьшением радиуса. При этом происходит также уменьшение вдува  $\alpha_1$  и параметра вдува  $f_w$ . Так как при  $f_w < 2$  асимптотические формулы (1.1) перестают быть верными, то при меньших значениях  $f_w$  (а следовательно, и  $R_T$ ) расчеты не проводились. Как показали вычисления, в которых  $\tau_0$  полагалось просто равным нулю, трение на поверхности в большинстве случаев лишь незначительно (на несколько процентов) увеличивает унос, причем только при малых  $R_T$ . Неравновесность испарения оказывает малое влияние на разрушение кварцевого стекла. Результаты счета по равновесной формуле  $p = p^*$  и по формуле Кнудсена — Ленгмюра отличаются в третьем-четвертом знаке.

Уменьшение  $\Gamma$  с уменьшением радиуса тела  $R_T$  (см. фиг. 2) связано с тем, что при малых  $R_T$  возрастает градиент давления и, как следствие, унос в жидкой фазе. При больших  $R_T$  степень газификации  $\Gamma$  близка к единице, т. е. покрытие разрушается только за счет испарения.

Характерной особенностью кривых скорости разрушения является наличие минимума при некотором значении  $R_T$ , хотя кривая  $q_R$  от  $R_T$  является монотонной [7]. Это связано с возрастанием градиента давления при малых  $R_T$ , которое приводит к выдавливанию расплава и повышению уноса в жидкой фазе.

Влияние параметра лучистой теплопроводности  $\lambda_R$  велико при небольших радиусах притупления, когда существенный вклад в скорость разрушения дает унос в жидкой фазе. В силу резкой зависимости вязкости жидкой пленки от температуры даже небольшое изменение профиля температур, вызванное лучистым переносом, значительно изменяет растекание. При  $\lambda_R = 10^4$  (средний свободный пробег излучения  $l_R = 0.1$  мм) левые концы кривых разрушения повышаются на 20—25% по сравнению со случаем  $\lambda_R = 0$ , при  $\lambda_R = 10^5$  ( $l_R = 1$  мм) — в два раза. Когда  $\Gamma$  близко к единице, то кривые практически совпадают при любых  $\lambda_R$ . Объясняется это стационарностью задачи и равновесным характером испарения, благодаря которому температура поверхности определяется фактически давлением  $p$ .

Институт механики МГУ

Поступило 7 IV 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hoshizaki H., Lasher L. E. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 8. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 8.)
2. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
3. Гершбейн Э. А. Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
4. Апштейн Э. З. Разрушение стекловидного тела в гиперзвуковом потоке газа с учетом лучистой теплопроводности внутри тела. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 1.
5. Тирский Г. А. Разрушение передней кромки стреловидного крыла в гиперзвуковом потоке. ПМТФ, 1961, № 6.
6. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
7. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом. Изв. АН СССР, МЖГ. 1970, № 1.