

**РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ
ПРИ ПОДАЧЕ ЖИДКОГО ОХЛАДИТЕЛЯ**

И. Г. Друкер, Л. Я. Треер

(Новосибирск)

В точной постановке решается задача о теплозащите тел при наличии жидкой пленки охладителя. Приведены результаты расчетов для случая обтекания кислородом осесимметричного тела.

Формулировка задачи. При аэродинамическом нагреве тел, летящих с гиперзвуковыми скоростями, на поверхности естественным (оплавление) или искусственным (при подаче жидкого охладителя) путями может образоваться жидкая пленка. Возникает двухслойное течение: внешний слой образован набегающим газом и парами жидкости, внутренний представляет собой тонкую жидкую пленку.

Такие явления исследовались в [1-3]. Однако в указанных работах течение в пленке рассматривается отдельно от течения в газовом слое, напряжение трения на границе газ — жидкость определяется по обтеканию твердого тела, влияние испарения на теплоотдачу учитывается приближенно, отбрасываются инерционные члены в уравнении движения пленки и т. п.

Хотя в ряде случаев упрощения вполне оправданы, интересно выполнить точный расчет жидкого и газового слоев с учетом их взаимодействия.

В такой постановке авторами [4] была рассмотрена задача об оплавлении осесимметричного тела из стеклообразного материала, летящего с большой скоростью. Единственное предположение состояло в том, что форма тела в процессе оплавления и уноса оставалась неизменной. Это имеет место в случае распределенной подачи жидкого охладителя через поверхность, который изучается в данной работе. Отличие от [4] состоит в том, что расход охладителя является независимым параметром, а в [4] он однозначно определяется условиями обтекания. Кроме того, особенности теплофизических свойств стекловидного материала приводят к тому, что толщина жидкой пленки является формально бесконечной, а в данном случае — строго определенной.

Ниже приведены уравнения, описывающие течение в газовом и жидком слоях при обтекании затупленного тела в окрестности критической точки. Нуль нормальной к поверхности тела координаты совпадает с границей газ — жидкость; положительное направление — в сторону газа.

Уравнения. Движение газа в окрестности критической точки описывается уравнениями гиперзвукового пограничного слоя в переменных Лиза — Дородницына [5-7]

уравнением движения

$$(lf_{\lambda\lambda})_{\lambda} + ff_{\lambda\lambda} + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l}{\rho} - f_{\lambda}^2 \right) = 0$$

уравнением энергии

$$\left(\frac{\gamma l}{Pr} t_{\lambda} \right)_{\lambda} + t_{\lambda} \left(f\gamma - \frac{m}{R} \sum_{\alpha=1}^{\mu} C_{p\alpha} \Phi_{\alpha} m_{\alpha} \right) = 0$$

уравнениями диффузии компонент

$$(\Phi_\alpha)_\lambda - fc_{\alpha\lambda}^* = 0 \quad (\alpha = 1, 2 \dots \mu)$$

уравнением состояния

$$P = \rho \frac{R}{m} T$$

Уравнения диффузии и энергии написаны для так называемого замороженного течения в пограничном слое.

Связь диффузионных потоков с концентрациями компонент дается формулой [8]

$$\Phi_\alpha = -\frac{l}{Pr} \sum_{\beta=1}^{\mu} m_\beta L_{\alpha\beta} \left(c_{\beta\lambda}^* \sum_{\alpha=1}^{\mu} c_\alpha^* - c_\beta^* \sum_{\alpha=1}^{\mu} c_{\alpha\lambda}^* \right)$$

Здесь введены безразмерные функции

$$\Phi_\alpha = \frac{I_\alpha \rho}{\lambda_n \rho_0 \eta_0}, \quad \gamma = \frac{c_p m}{R}$$

$$\lambda_n = \frac{\partial \lambda}{\partial n} = \frac{r \rho u_e}{\sqrt{2\xi}}, \quad l = \frac{\eta \rho}{\eta_0 \rho_0}, \quad t = \frac{T}{T_e}$$

m — молекулярный вес одной из компонент, выбор которой произволен; I_α — диффузионный поток компоненты α в смеси газов; C_α^* — массовая концентрация компоненты α , отнесенная к молекулярному весу; $L_{\alpha\beta}$ — обобщенные коэффициенты Льюиса, остальные обозначения общеприняты.

Движение жидкости в пленке описывается уравнениями несжимаемого пограничного слоя, при этом вязкость может иметь сильную зависимость от температуры. Поэтому и для жидкого слоя также введены преобразования, аналогичные преобразованиям Лиза — Дородницына. Но в отличие от газового слоя, где параметры отнесены к величинам на внешней границе газового слоя, новые переменные отнесены к величинам на границе газ — жидкость

$$v = \frac{r u_0}{\sqrt{2\xi}} \int_n^0 \rho_x dn, \quad \xi = \int_0^s \rho_x \eta_x u_0 r^2 ds$$

индекс χ относится к свойствам жидкого слоя.

В новых переменных уравнения жидкого слоя примут вид уравнение движения

$$(l_\chi \psi_{vv})_v + \psi \psi_{vv} + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_\chi} \frac{1}{f_{\lambda_0}^2} - \psi_v^2 \right) = 0 \quad (1)$$

уравнение энергии

$$\left(\frac{k_\chi}{c_{p\chi} \eta_\chi} t_v \right)_v + \psi t_v = 0$$

Граничные условия. На внешней границе газового слоя ($\lambda \rightarrow \infty$) задаются обычные условия, рассчитанные из внешнего обтекания тела. На границе жидкой и твердой фаз могут быть заданы условия равенства нулю продольной составляющей скорости и температура.

Несколько подробней следует остановиться на условиях на границе газ — жидкость.

Часть условий является следствием непрерывности параметров течения: температуры, касательной скорости, напряжения трения, поперечного потока массы и энергии. Из сохранения отдельных компонент при отсутствии на границе химических реакций получаются условия для концентраций.

Кроме этого, если жидкий слой испаряется, должно быть задано уравнение кинетики испарения. Так, например, при достижении температуры кипения (при данном давлении) испарение будет определяться тепловым потоком из газового слоя.

При подаче жидкого охладителя обычно задается расход и определяется соответствующая толщина пленки, для чего необходимо дополнительное условие. Чтобы обойтись без этого условия, в работе задавалась толщина жидкой пленки и определялся расход охладителя.

С учетом вышесказанного граничные условия в переменных Лиза — Доронницына будут иметь вид

внешняя граница газового слоя ($\lambda \rightarrow \infty$)

$$t = 1, \quad f_\lambda = 1, \quad c_\alpha^* = c_{\alpha e}^* \quad (\alpha = 1, 2, \dots, \mu)$$

внутренняя граница пленки ($v = \delta$)

$$\psi_v = 0, \quad t = T_v/T_e$$

Здесь T_v — температура на твердой стенке, δ — толщина жидкой пленки.

Граница газ — пленка (непрерывность касательных скоростей, температуры, касательных напряжений, поперечного потока массы)

$$\begin{aligned} u = u_x, \quad t = t_x \\ f_{\lambda\lambda} = \sqrt{\frac{\rho_x \eta_x}{\rho \eta} \frac{1}{f} f_\lambda^2 \psi_{vv}}, \quad \frac{f}{\psi} = \sqrt{\frac{\rho_x \eta_x}{\rho \eta}} f_\lambda \\ \frac{\gamma}{Pr} t_\lambda + f \frac{L}{T_e R} = 0 \end{aligned}$$

где L — теплота испарения жидкого охладителя.

Условие, вытекающее из определения $\psi_v = u / u_0$

$$\psi_v = 1$$

условия для концентраций

$$\begin{aligned} c_\alpha^* f = \Phi_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, \dots, \mu - \varepsilon) \\ c_\beta^* = \frac{\Phi_\beta}{f} + \frac{1}{m_\beta} \quad (\beta = \mu - \varepsilon + 1 \dots \mu) \end{aligned}$$

где ε — число компонент, поступающих в газовый слой при испарении.

Условие $u = u_x$ использовалось при выводе уравнения (1), в котором исключалась неизвестная скорость u_0 .

Метод расчета. Для решения полученной системы уравнений использовался метод конечных разностей. Уравнения записывались в разностном виде и затем решались методом последовательных приближений.

В качестве нулевого приближения задавался линейный профиль для концентраций и температуры и квадратичная зависимость для функций тока.

Система разностных уравнений разрешалась методом прогонки, затем с помощью граничных условий находилось следующее приближение для граничных значений.

Во избежание раскачки решения использовался метод демпфирования, предложенный в [6].

Результаты расчетов и обсуждение. В качестве примера рассмотрено обтекание затупленного тела потоком кислорода, когда охладителем является вода.

В предположении замороженности и отсутствия реакций между парами охладителя и кислородом газовый слой состоит из трех компонент: O , H_2O , O_2 (т. е. $\mu = 3$, $\varepsilon = 1$).⁴

Подача охладителя осуществляется таким образом, чтобы на поверхность тела поступала жидкость при температуре кипения. Следовательно, градиент температуры поперек пленки можно принять равным нулю.

Недогретая вода для теплозащиты невыгодна, ибо, как показали расчеты, растекание пленки происходит прежде, чем испарение начинает играть существенную роль.

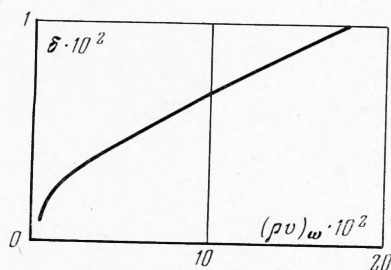
Все расчеты были проведены при давлении $P_e = 1 \text{ ата}$, $T_v = 373^\circ \text{ К}$, $T_e = 6500^\circ \text{ К}$ для сферы радиусом 1 м , $u_{es} = 2200 \text{ сек}^{-1}$. Термодинамические свойства были взяты из [91,0].

За определяющий параметр принималась толщина пленки δ , которая менялась от 0.01 до 2 (в переменных Лиза — Дородницына).

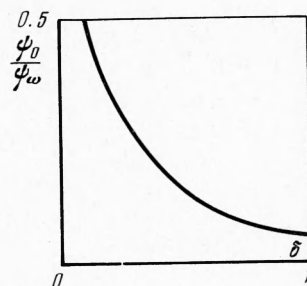
Связь между безразмерной v и нормальной координатами n дается формулой

$$n = \sqrt{\frac{\eta_x}{2u_{es}f\lambda_0}} v$$

Применяемый метод позволил провести серию расчетов для ряда толщин. Результаты расчетов показали, что изменение толщины пленки слабо



Фиг. 2

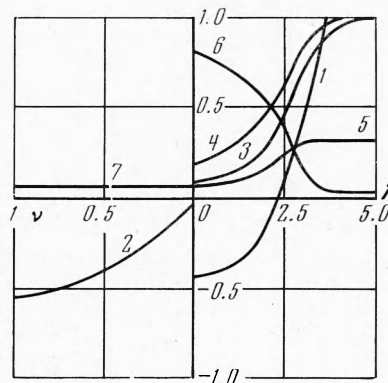


Фиг. 3

влияет на характеристики газового слоя, но существенно определяет относительную величину испарения.

С точки зрения эффективности такой вариант теплозащиты предпочтительнее, так как позволяет наиболее полно использовать эффективную теплоемкость охладителя.

На фиг. 1 приведены характерные распределения безразмерных функций тока для газа (кривая 1) и для жидкой пленки (кривая 2), приведенной температуры (кривая 3) и концентраций компонент газового пограничного



Фиг. 1

слоя (кривые 4 — c_0^* , 5 — $c_{O_2}^* \cdot 10^{-2}$, 6 — $c_{H_2O}^*$), приведенной температуры для жидкой пленки (кривая 7). Разрыв функций тока в жидкости и газе объясняется тем, что они отнесены к разным характерным величинам.

На фиг. 2 показана зависимость толщины жидкой пленки от расхода охладителя. Индекс ω относится к границе жидкость — твердое тело. Видно, что при $\delta \rightarrow 0$ расход стремится к конечной величине. В этом предельном случае весь поступающий охладитель испаряется и жидкой пленки не существует. Последний факт более наглядно иллюстрируется кривой на фиг. 3, показывающей относительную долю испарившегося охладителя. При $\delta \rightarrow 0$ эта доля стремится к 100%.

Поступила 12 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Бете, Адамс. Теория абляции стекловидных материалов. Вопр. ракетн. техн., 1960, № 2.
2. Sutton G. The hydrodynamics and heat conduction of a melting surface. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 1.
3. Боровой В. Я. Исследование нагревания проницаемой поверхности в гиперзвуковом потоке газа при подаче жидкости с переменной вязкостью. Тр. ЦАГИ, 1969, вып. 1108.
4. Друкер И. Г., Треер Л. Я. Теплозащита аппаратов с помощью создания текущего жидкого слоя на поверхности. 1-я сибирская конференция по аэрогазодинамике (Анот. докл.), Новосибирск, СО АН СССР, 1969.
5. Щенников В. В. Расчет ламинарного пограничного слоя у сублимирующей поверхности. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 5.
6. Алексеев Б. В. Ламинарный пограничный слой у сублимирующей поверхности. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 3.
7. Алексеев Б. В. Пограничный слой с химическими реакциями. М., ВЦ АН СССР, 1967.
8. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М., Изд-во АН СССР, 1962.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.