2. Р. Деннен, Л. Вильсон. Электрический взрыв проводников. Т. 2. М., «Мир», 1965, стр. 172.
3. C. H. Maisonnier, J. G. Linhart and C. Gourlan. Rev. scient instrum, 1966, 37, 10, 96.
4. А. П. Байков, А. М. Искольдский, Ю. Е. Нестерихин. ЖТФ, 1973, XLIII, 1.
5. Проспект ИАЭ СО АН СССР «Скоростной электронно-оптический фоторегистратор «Кадр-4-ЗИС». Новосибирск, 1970.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963, стр. 597.

УДК 534.222.2

ПРОГРЕВ ТЕПЛОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ НАЛИЧИИ ГОРЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

В. М. Гендугов
(Москва)

Современное промышленное производство и потребление газообразных окислителей связано с возможностью образования взрывоопасных систем в оборудовании, газоходах, трубопроводах и т. п. В частности, причиной возникновения и распространения в них взрывов являются пленки органических веществ (топлив) на стенках, образующиеся в процессе производства и перекачки окислителей. При изучении распространения взрыва в указанных системах возникает задача о нахождении распределения температуры в топливе и скорости испарения топлива с поверхности пленки в пограничный слой.

В работе [1] получено решение ламинарного пограничного слоя с горением за ударной волной; при этом скорость испарения топлива с поверхности пленки рассчитывается в предположении, что температура топлива равна равновесной температуре кипения по всей толщине пленки. Г. А. Тирским [2] и Г. Майрлсом [3] найдено распределение температуры в теплопроводящей стенке за ударной волной, когда газ химически нейтрален и испарение с поверхности отсутствует.

Настоящая работа посвящена нахождению распределения температуры в пленке жидкого топлива, нанесенного на стенку, за ударной волной при наличии массообмена и горения в пограничном слое.

Пусть плоская ударная волна перемещается в покоящемся газообразном окислителе с постоянной скоростью U_s, параллельно границе жидкого топлива, имеющего начальную температуру T_1, и пусть p_1, T_1 — соответственно давление и температура газообразного окислителя, занимающего полупространство $y>0$, перед ударной волной.

Для определения прогрева пленки жидкого топлива требуется решить совместно уравнения неустановившегося пограничного слоя, который образуется около границы полупространства за ударной волной, и уравнение энергии в жидком топливе с соответствующими краевыми условиями.

При этом вследствие малой толщины пленки ($d\approx 40$ мкм) и наличия вязкости в жидкости течением в пленке в окрестности за ударной волной пренебрегаем. С другой стороны, когда находится распределение температуры в пленке, считается, что топливо занимает полупространство $y<0$: поскольку оценка глубины прогрева топлива за время порядка 300 мкс дает значение менее 30 мк.

Принимаются также следующие допущения: пограничный слой в окрестности за ударной волной ламинарный; каждая компонента смеси подчиняется уравнению состояния калорически совершенного газа; в пограничном слое протекает одна одноступенчатая химическая реакция

$$\sum_{i=1}^{N} \nu'_i A_i \to \sum_{i=1}^{N} \nu''_i A_i, \tag{1}$$

роль лучистой энергии и термо-бародиффузии не учитывается; коэффициенты массодиффузии рассчитываются по формулам бинарной диффузии и равны для любых пар компонентов; числа Прандтля и Шмидта равны единице; температура поверхности топлива равна равновесной температуре кипения; плотность $\rho_т$, теплоемкость $c_т$, теплопроводность $\lambda_т$ жидкого топлива — величины постоянные; топливо однокомпонентное.

Так как в системе координат, связанной с ударной волной, движение стационарно, то течение за скачком уплотнения будет зависеть только от двух переменных: $\bar{x}=U_S t-x$ и y; ось x направлена вдоль границы раздела в направлении движения ударной волны.

Запишем в переменных $\bar{x}$ и y уравнения ламинарного пограничного слоя с химическими реакциями для сжимаемой смеси газов:

$$\begin{gathered}
\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \\
\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \\
\rho \bar{u} \frac{\partial c_i}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial c_i}{\partial y} + \omega_i, \\
\rho \bar{u} \frac{\partial H}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial H}{\partial y}
\end{gathered} \tag{2}$$

и уравнения теплопроводности для топлива, которое в предположении теории пограничного слоя, т. е. $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$, имеет вид:

$$\rho_т c_т U_S \frac{\partial T}{\partial \bar{x}} = \lambda_т \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \tag{3}$$

Здесь ρ — плотность смеси; $\bar{u}=U_S-u$ — относительная продольная скорость; v — поперечная скорость; μ — динамическая вязкость; T — температура; c_i — массовая концентрация i-го компонента; ω_i — скорость массообразования i-го компонента; $H=\sum_{i=1}^{N} c_i h_i + \frac{\bar{u}^2}{2}$ — полная энтальпия торможения; $h_i = \int_{T_0}^{T} c_{pi} dT + h_i^0$; c_{pi} — удельная теплоемкость i-го компонента при постоянном давлении; h_i^0 — энергия образования i-го компонента; i — номер компонента ($i=1,\ 2 \ldots N$). В дальнейшем индексы «1» и «N» относятся к окислителю и топливу соответственно.

Как известно [4], из (1) следует

$$\frac{\omega_i}{m_i\left(\nu''_i - \nu'_i\right)} = \frac{\omega_j}{m_j\left(\nu''_j - \nu'_j\right)}. \tag{4}$$

Система уравнений (2) с учетом (4) после алгебраических преобразований, приводится к виду:

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0,$$

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \tag{5}$$

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \beta_i}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial \beta_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial \beta_i}{\partial y} \quad (i = 2 \ldots N),$$

$$\rho \bar{u} \frac{\partial \alpha}{\partial \bar{x}} + \rho v \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial \alpha}{\partial y},$$

где

$$\beta_i = \frac{c_i}{m_i \left(\nu_i'' - \nu_i' \right)} - \frac{c_1}{m_1 \left(\nu_1'' - \nu_1' \right)}; \quad \alpha = \frac{c_p T + \frac{\bar{u}^2}{2}}{\sum\limits_{i=1}^{N} h_i^0 m_i \left(\nu_i' - \nu_i'' \right)} - \frac{c_1}{m_1 \left(\nu_1'' - \nu_1' \right)}.$$

Здесь $c_p = \sum\limits_{i=1}^{N} c_i c_{pi} \approx c_{pj}$ — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении; m_i — молекулярный вес i-го компонента; ν_i', ν_i'' — стехиометрические коэффициенты до и после реакции. Краевые условия на внешней границе пограничного слоя в газе, т. е. при $y \to +\infty$, берутся из решения «невязкой» задачи

$$\beta_i = \beta_{ie}, \quad \bar{u} = \bar{u}_e, \quad T = T_e, \quad \alpha = \alpha_e, \tag{6}$$

где индекс «e» относится к параметрам газа на внешней границе пограничного слоя. На внешней границе температурного пограничного слоя в топливе, т. е. при $y \to -\infty$,

$$\bar{u} = U_s, \quad T = T_1, \quad c_N = 1. \tag{7}$$

На границе раздела газ — жидкость ($y = 0$) имеем:

$$\bar{u} = U_s, \; T = T_к, \; \beta_i = \beta_{iw}, \; \alpha = \alpha_w, \; v = v_w, \; c_N = 1, \tag{8}$$

где индекс «w» относится к параметрам на границе раздела газ — жидкость: $T_к$ — температура равновесного кипения топлива.

Граничные условия при $y = 0$ дополняются законом сохранения энергии

$$-\lambda_т \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w - (\rho v)_w \left[h_L + c_т (T_к - T_1) \right], \tag{9}$$

h_L — скрытая теплота испарения.

Вблизи границы раздела газ — жидкость из-за интенсивного испарения топлива (при наличии горения в пограничном слое) имеется избыток паров топлива, поэтому хорошим приближением является условие [1]

$$\left(\frac{\partial c_i}{\partial y} \right)_w = 0. \tag{10}$$

Поскольку уравнения системы (5) допускают интегралы Крокко

$$\beta_i = \frac{\beta_{ie} - \beta_{iw}}{\bar{u}_e - U_e} \bar{u} + \frac{\beta_{ie} U_e - \beta_{iw} \bar{u}_e}{\bar{u}_e - U_e},$$

$$\alpha = \frac{\alpha_e - \alpha_w}{\bar{u}_e - U_e} \bar{u} + \frac{\alpha_e U_e - \alpha_w \bar{u}_e}{\bar{u}_e - U_e}, \tag{11}$$

то из (6)—(11) легко получить выражение потока тепла, идущего на прогрев пленки:

$$-\lambda_т\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w \frac{\tau_w}{\bar{u}_e - U_S}\left\{c_p(T_e - T_к) + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e}\Phi_N\Delta H - B[h_L + c_p(T_к - T_1)]\right\}, \tag{12}$$

где $\Phi_N = \frac{m_N(\nu'_N - \nu''_N)}{m_1(\nu'_1 - \nu''_1)}$ — стехиометрическое массовое отношение топлива к окислителю;

$\Delta H = \frac{\sum_{i=1}^{N} h_i^0 m_i(\nu'_i - \nu''_i)}{m_N(\nu'_N - \nu''_N)}$ — теплота реакции на единицу массы топлива;

$B = \frac{(\rho v)_w(\bar{u}_e - U_S)}{\tau_w}$ — параметр массообмена; τ_w — напряжение трения при наличии массообмена.

Распределение температуры внутри пленки находится из решения второй краевой задачи уравнения теплопроводности [5]:

$$T - T_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi\rho_т c_т \lambda_т U_S}}\int_0^{\bar{x}} \frac{\lambda_т\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w}{(\bar{x}-\xi)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{y^2 U_S}{4\beta(\bar{x}-\xi)}\right\} d\xi, \tag{13}$$

где

где $\beta = \frac{\lambda_т}{\rho_т c_т}$. Используя известную зависимость [6]

$$\frac{\tau_w}{\tau_w^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}$$

и решение Майрлса [3] для напряжения трения на стенке

$$\tau_w^0 = \bar{u}_e\sqrt{\frac{\bar{u}_e\rho_w\mu_w}{2\bar{x}}}f''(0),$$

где

$$f''(0) = 0{,}489\sqrt{1 + 1{,}665\frac{U_S}{\bar{u}_e}\left(\frac{U_S}{\bar{u}_e} - 1\right)},$$

найдем распределение температуры внутри топлива

$$\frac{T - T_1}{T_к - T_1} = 1 - \Phi\left(\frac{y\sqrt{U_S}}{2\sqrt{\beta\bar{x}}}\right) \tag{14}$$

и формулу для нахождения параметра массообмена

$$T_к - T_1 = \frac{\ln(1+B)}{B}\,\frac{\bar{u}_e f''(0)}{\bar{u}_e - U_S}\sqrt{\frac{\pi\rho_e\mu_e}{2\rho_т c_т\lambda_т U_S}} \times$$
$$\times\left\{c_p(T_e - T_к) + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e}\Phi_N\Delta H - B[h_L + c_p(T_к - T_1)]\right\}, \tag{15}$$

Φ — табулированный интеграл Френеля [7].

Расчеты показывают, что через 100, 200, 300 мкс после прохождения ударной волны над точкой поверхности глубина прогрева топлива (н-тридекан) составляет соответственно 1,93; 2,72; 3,34 микрон. Начальные условия — комнатные: $M_S = \frac{U_S}{a_1} > 3$.

Как видно из (13), глубина прогрева очень мала и при принятых допущениях не зависит от количества тепла, выделившегося вследствие горения в пограничном слое.

С увеличением потока тепла к поверхности увеличивается поток испаряющегося топлива, т. е. параметр B. В таблице приведены значения параметра массообмена B для разных чисел Маха ударной волны; топливо н-тридекан, а окислитель — воздух (кислород).

Окислитель	M_s							
	3	4	5	6	7	8	9	10
Кислород	6	7,4	8,5	10	11,5	13	14,2	16
Воздух	0,22	0,9	1,9	2,5	3,5	4,8	5,9	7,1

Из анализа полученного решения (15) следует, что повышение начального давления приводит к подавлению процесса испарения, в то время как повышение начальной температуры приводит к усилению процесса испарения с поверхности топлива. Частным случаем (15) является формула, полученная Регландом [1]:

$$Bh_L = c_p T_e - c_p T_{\text{к}} + \frac{u_c^2}{2} + c_{1e} \Phi_N \Delta H,$$

которая имеет место при $T_1 = T_{\text{к}}$.

Как видно, для критической температуры кипения топлива, т. е. когда $h_L = 0$, приведенная формула, а следовательно, и допущение автора о равенстве температуры топлива, равновесной температуре кипения по всей толщине пленки, не имеет места.

Поступила в редакцию
28/XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Регланд. Ракетная техника и космонавтика, 1970, 3.
2. Г. А. Тирский. Докл. АН СССР, 1959, 128.
3. Г. Майрлс. Ударные трубы. М., ИЛ, 1962.
4. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М., «Наука», 1971.
5. Б. М. Будак, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Сборник задач по математической физике. М., «Наука», 1972.
6. У. Х. Доренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
7. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблица интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1971.

УДК 532.593

РАЗЛОЖЕНИЕ ПОРИСТЫХ ВВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УДАРНЫХ ВОЛН

С. А. Колдунов, К. К. Шведов, А. Н. Дремин

(Москва)

Успешное решение многих важных вопросов теории детонации и практического использования взрывчатых веществ (ВВ) зависит от знания процессов их разложения под действием ударных волн различной интенсивности.