

18. Е. С. Озеров.— В кн.: Основы теории воспламенения газодисперсных систем. Л.: Изд-во ЛПИ, 1978.
19. В. Я. Арсенин. Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука, 1974.
20. В. Н. Вильюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
21. В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984.
22. Т. П. Ивлева, К. Г. Шкадинский. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, № 1 (27), 1979.

*Поступила в редакцию 1/X 1984,
после доработки — 1/IV 1985*

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ НА ЗАЖИГАНИЕ ВЛАЖНОЙ ДРЕВЕСИНЫ В ПОТОКЕ ГАЗООБРАЗНОГО ОКИСЛИТЕЛЯ

Г. Н. Исаков, Г. С. Касьянов

(Томск)

Исследование закономерностей зажигания горючих материалов (в основном полимерных), проведенное в работах [1—4], не затрагивает вопросов влияния испарения влаги на их зажигание в потоке газообразного окислителя, так как влагосодержание было незначительным. Однако при оценке пожароопасных свойств растительных и древесных материалов, имеющих высокую гигроскопичность и обладающих в условиях их применения повышенным влагосодержанием [5, 6], это влияние необходимо учитывать.

В данной работе экспериментально и теоретически изучено влияние процессов испарения на гетерогенное зажигание двух сортов древесных материалов (сосна, береза) с повышенным влагосодержанием в потоке нагретого газообразного окислителя (воздуха).

Некоторые результаты экспериментов и их обсуждение

По методике, подробно изложенной в [2—4], проведены эксперименты по зажиганию древесины сосны и березы в потоке нагретого воздуха. Одновременно измерялись температура поверхности T_w в лобовой критической точке полусферического образца диаметром $12 \cdot 10^{-3}$ м и потеря его массы Δm в зависимости от времени t . Образцы вырезали и обрабатывали в направлении, перпендикулярном волокнам древесины, так как тепловое воздействие на поверхность изделий из древесных материалов при возникновении пожара распространяется в большинстве случаев именно в этом направлении. Исследовали образцы с различными значениями влагосодержания \bar{U} , равномерно распределенного по их толщине. С этой целью их в течение ~ 30 мин выдерживали в атмосфере с заданной влажностью и вынимали непосредственно перед экспериментом.

На рис. 1 приведены осциллограммы записи $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$. Видно, что при поверхностном нагреве «сухой» древесины ($\bar{U} \lesssim 0,1$) кривые $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$ не имеют каких-либо характерных точек вплоть до начала протекания суммарно-экзотермических реакций, приводящих к зажиганию. И лишь в момент $t_3 \sim 3,4$ с кривые $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$ резко изменяются, в частности на зависимости $T_w(t)$ образуется вторая точка перегиба. С увеличением влагосодержания появляются дополнительные точки перегиба, которые указывают на многостадийность процессов испарения влаги в предвоспламенительный период (см. рис. 1, 2, 2', 3, 3'). Так, в диапазоне температур до ~ 410 К влажная древесина нагревается и удаляется влага, адсорбированная в основном на поверхности и со-

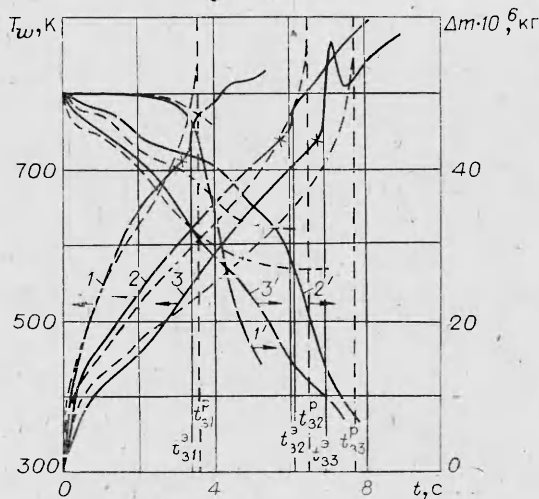


Рис. 1. Временные зависимости температуры поверхности и потери массы образцов из сосны при нагреве в потоке воздуха с $T_e = 1150$ К и $u_e = 1,2$ м/с при различных значениях влагосодержания U :

1, 1' — $U \approx 0,1$; 2, 2' — $U \approx 0,4$; 3, 3' — $U \approx 0,55$. t_{3i}^p , t_{3i}^p — опытное и расчетное время зажигания, $i = 1-3$ (— эксперимент, --- расчет).

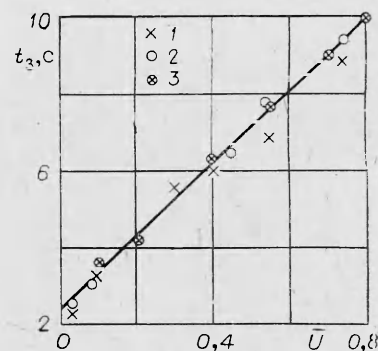


Рис. Зависимость $t_{3i}(U)$ при $T_e = 1150$ К и $u_e = 1,2$ м/с.
1 — сосна; 2 — береза; 3 — расчет.

ставляющая $\sim 10\%$ от общего влагосодержания. С повышением T_w до 500—520 К происходит дальнейшее испарение влаги и незначительного количества легкогазифицирующихся продуктов [5], но уже из объема материала [7, 8]. Вклад поверхностного и объемного испарения влаги в динамику процессов тепло- и массопереноса при зажигании влажной древесины можно оценить по температурным кривым $T_w(t)$ для образцов с одинаковым содержанием, но различным распределением влаги по толщине.

При проведении таких экспериментов непосредственно перед вводом образца в полость трубы [2, 3] заданное количество воды наносилось на его поверхность. Анализ зависимости $T_w(t)$ показывает, что при поверхностном испарении влаги ($\sim 60\%$ при $U \sim 0,7$) имеет место ступенька с постоянной температурой ~ 373 К, соответствующей температуре кипения воды при атмосферном давлении. Например, при нагреве образцов из березы в потоке воздуха ($T_e = 1150$ К, $u_e = 1,2$ м/с, $U \approx 0,74$) протяженность ступеньки по времени составляет $\sim 2,5$ с и соответствует удалению влаги со свободной поверхности жидкой пленки до полного ее исчезновения. При равномерном распределении влаги по образцу процесс поверхностного испарения сокращается до 1 с и уменьшается с понижением U как для березы, так и для сосны.

При дальнейшем повышении T_w исследуемых образцов удаление влаги замедляется вследствие интенсивного высушивания поверхностного слоя, но не прекращается, так как из глубины древесины продолжают поступать новые порции влаги [7, 8]. При $T_w > 700$ К поверхность образцов начинает чернеть, образуя углеродистый остаток. На это указывают и микроскопические исследования структуры поверхности охлажденных образцов, которая аналогична структуре пористого углеродистого остатка на поверхности текстолита [2]. По-видимому, суммарно-экзотермические реакции окисления, протекающие на поверхности пористого углеродистого слоя, и приводят собственно к зажиганию древесины с дальнейшим выходом на пламенное горение летучих. При этом на кривых $T_w(t)$ наблюдаются скачкообразное повышение температуры в момент зажигания и S-образное поведение $T_w(t)$ в послевоспламенительный период, что в качественном отношении соответствует картине зажигания текстолита [2].

На рис. 2 приведена зависимость времени зажигания образцов из сосны и березы от влаги, равномерно распределенной по объему древесины. С погрешностью $\sim 15\%$ полученные экспериментальные данные ссылаются и могут быть описаны обобщенной зависимостью

$$\bar{t}_3 = t_3/t'_3 = 1 + 4\bar{U},$$

где t'_3 — время зажигания абсолютно сухой древесины.

Таким образом, полученные экспериментальные данные указывают на существование двух режимов испарения влаги из древесины при нагреве в потоке газа: поверхностный с постоянной скоростью сушки и объемный, когда скорость сушки падает [7, 8]. Первый режим характеризуется испарением влаги со свободной поверхности жидкой пленки и может быть описан законом Герца — Кнудсена — Ленгмюра или его модификациями [9, 10]. Второй — испарение влаги из объема древесины — может быть описан формально-кинетическим уравнением типа [11, 12]

$$\frac{d\eta_0}{dt} = k_{00} (1 - \eta_0)^n \exp\left(-\frac{L_0}{RT_s}\right). \quad (1)$$

Здесь $\eta_0 = \frac{m_{\text{н0}} - m_0}{m_{\text{н0}} - m_{\text{к0}}} = \frac{\Delta m}{m_{\text{н0}} - m_{\text{к0}}}$ — глубина (степень) фазового превращения влаги при объемном испарении; $k_{00} = B_0 S_{\text{эф}}$ — предэкспонент; B_0 — аналог параметра AP_0 в законе Герца — Кнудсена — Ленгмюра [7, 9, 10]; $S_{\text{эф}}$ — эффективная поверхность испарения; L_0 — эффективная энергия активаций испарения; n — эффективный порядок реакции; T_s — температура материала; R — универсальная газовая постоянная.

Определение термокинетических параметров сушки по экспериментальным данным, представленным на рис. 1, невозможно вследствие неизотермичности процессов тепло- и массопереноса при поверхностном нагреве в потоке газа. Поэтому расчет L_0 , k_{00} и n проведен по данным дериватографических измерений (рис. 3), корректность которых контролировалась выбором минимальной толщины образцов и скорости нагрева в соответствии с оценками характерных времен процессов переноса тепла и массы [11, 12].

Из рис. 3 видно, что высушивание идет с поглощением тепла, максимальная скорость соответствует температуре образца $T_s \approx 410$ К, а весь процесс заканчивается при $T_s \approx 480$ К.

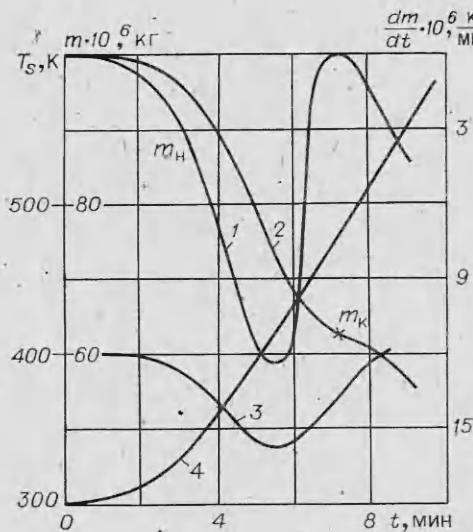


Рис. 3. Дериватограмма процесса сушки древесины сосны при средней скорости нагрева ~ 20 К/мин ($S_{\text{эф}} \approx 0,2073 \cdot 10^{-3}$ м²).

1 — $\frac{dm}{dt} = f(t)$; 2 — $m(t)$; 3 — кривая дифференциально-термического анализа (ДТА); 4 — $T_s(t)$.

2*

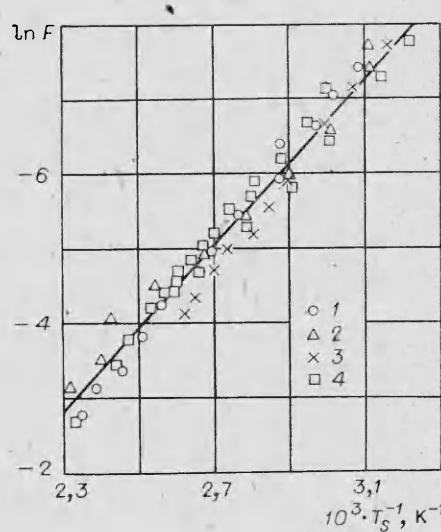


Рис. 4. Спрямление дериватографических данных по сушке древесины при различных скоростях нагрева.

1, 2 — сосна; 3, 4 — береза. Скорость нагрева 10 (1, 3) и 20 К/мин (2, 4).

19

Расчет термокинетических параметров объемной сушки проводился с помощью уравнения (1) по методикам [11, 12]. Спрямление полученных дериватографических данных при различных скоростях нагрева в полулогарифмических координатах $(\ln F, T_s^{-1})$, где $\ln F = \ln(d\eta_0/dt) - n \ln(1 - \eta_0)$, приведено на рис. 4. Обработка результатов спрямления по методу наименьших квадратов дает следующие эффективные значения параметров: $L_0 \approx 46$ кДж/моль, $k_{00} \approx 2,0 \cdot 10^4$ с $^{-1}$, $B_0 \approx 9,65 \cdot 10^7$ м $^{-2}$ с $^{-1}$, $n \approx 1,0$, $r_0 = 2,56 \cdot 10^6$ Дж/кг (здесь $r_0 = L_0/M_0$, $M_0 = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль).

Полученное значение теплоты объемного испарения влаги из древесины различных сортов оказалось выше, чем значение теплоты испарения воды со свободной поверхности ($r_n = 2,278 \cdot 10^6$ Дж/кг). По порядку величины оно согласуется с теплотами испарения связанной воды из элементов хвойных деревьев (хвоя, ветки) [5, 11]. Это подтверждает правомерность использования формально-кинетического уравнения (1) для описания объемного испарения влаги из древесины при малых скоростях нагрева (до 20 К/мин). С увеличением скорости нагрева необходимо учитывать диффузию паров в древесине [6—8].

Математическая постановка задачи

С учетом рассмотренного механизма испарения влаги из древесных материалов и преобладающей роли гетерогенной реакции окисления, а также основного допущения теории гетерогенного зажигания [3, 13] математически задача о зажигании влажного горючего материала при радиационно-конвективном теплообмене в потоке газообразного окислителя сводится к решению системы дифференциальных уравнений, записанных в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \Theta_s}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial \xi^2} - \Delta_0 (1 - \eta_0) \exp \frac{b_0 \Theta_s}{1 + \beta \Theta_s}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta_0}{\partial \tau} = Lu \frac{\partial^2 \eta_0}{\partial \xi^2} + \Delta_0 \gamma_0 (1 - \eta_0) \exp \frac{b_0 \Theta_s}{1 + \beta \Theta_s} \quad (3)$$

с начальными и граничными условиями

$$\Theta_s |_{\tau=0} = \Theta_s |_{\xi=\infty} = \Theta_{sn}, \quad \eta_w |_{\tau=0} = \eta_0 |_{\tau=0} = \eta |_{\xi=0} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta_s}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\infty} = \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\infty} = 0,$$

$$-\frac{\partial \Theta_s}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = (\Theta_e - \Theta_w) \left(1 - \frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right) + q_{лw} \left[1 - \left(\frac{1 + \beta \Theta_w}{1 + \beta \Theta_{ст}}\right)^4\right] +$$

$$+ \frac{\delta_w \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{(1 + \beta \Theta_w)^v} - \frac{1}{\gamma_n} \frac{\partial \eta_{пw}}{\partial \tau}, \quad (5)$$

$$-\frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = \frac{\Pi}{Lu} (2 - \eta_{ow} - \eta_{пw}) - \frac{1}{Lu} \frac{\partial \eta_{пw}}{\partial \tau}, \quad (6)$$

где

$$\frac{\partial \eta_{пw}}{\partial \tau} = \Delta_n \gamma_n (1 - \eta_{пw}) \frac{\exp \frac{b_n \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{(1 + \beta \Theta_w)^{0,5}}. \quad (7)$$

В выражениях (2)–(7) приняты следующие обозначения: $\tau = t/t_*$ — время; $t_* = \lambda_s c_{ps} \rho_s / \alpha^2$ — масштаб времени; $\xi = y/y_*$ — координата; $y_* = \lambda_s / \alpha$ — масштаб длины; $\Theta = \frac{(T - T_*) E_w}{kT_*^2}$ — температура; T_* — характеристическая температура; $q_{лw} = \frac{\sigma A_{эф} T_{ст}^4 E_w}{\alpha R T_*^2}$ — радиационный тепловой поток;

$\delta_w = \frac{E_w q k_0}{\alpha R T_*^2} (\rho_{e*} C_e)^v \exp\left(-\frac{E_w}{RT_*}\right)$ — параметр Франк-Каменецкого [3, 13];

$\Delta_o = \frac{\lambda_s E_w B_0}{\alpha^2 R T_*^2} (S_{эф} r \rho_{пo}) \exp\left(-\frac{L_o}{RT_*}\right)$, $\gamma_o = \frac{\rho_s c_{ps} R T_*^2}{E_w (r \rho_{пo})}$ — параметры, характеризующие объемное испарение влаги; $Lu = D_{эф}/a_s$ — число Лыкова [15];

$\Delta_{п} = \frac{\lambda_s E_w B_{п} (S_{эф} r \rho_{пп})}{\alpha^2 R T_*^2 \sqrt{2\pi R T_* / M_{п}}} \exp\left(-\frac{L_{п}}{RT_*}\right)$, $\gamma_{п} = \frac{\rho_s c_{ps} R T_*^2}{E_w (r \rho_{пп})}$ — параметры, характеризующие поверхностное испарение влаги; $\Pi = \rho_s c_{ps} / \rho_{пo} c_{pe}$, $\beta = = RT_*/E_w$ — параметры; $b_o = L_o/E_w$, $b_{п} = L_{п}/E_w$ — отношения энергий активации. Индексы: s — твердое тело; w — поверхность; $п$ — поверхностное испарение; $ст$ — излучающая стенка; e — пограничный слой; $л$ — лучистое; $эф$ — эффективное; $*$ — характерное; o — объемное испарение.

Плотность газообразного компонента при T_* определяется из уравнения состояния

$$\rho_{e*} = p_e M_e / RT_* \quad (8)$$

(p_e — давление, M_e — молекулярная масса), а плотность водяного пара из выражения

$$\rho_{пi} = (m_{ni} - m_{ki}) / S_{эф} y_* \quad (9)$$

Влияние влагосодержания на теплофизические характеристики древесных материалов может быть описано следующими формулами: для плотности влажной древесины

$$\rho_s = 0,5 (\rho'_s + \rho''_s), \quad (10)$$

для удельной теплоемкости [5]

$$c_{ps} = 0,5 (c'_{ps} + c''_{ps}), \quad (11)$$

для теплопроводности

$$\lambda_s = 0,663 (0,02 + 0,15\rho'_s) (2 + \bar{U}), \quad (12)$$

где $\rho''_s = (1 - \bar{U}) \rho'_s + \bar{U} \rho_{пo}$; $c''_{ps} = (1 - \bar{U}) c'_{ps} + \bar{U} c_{пo}$; $\lambda'_s = 0,02 + 0,15\rho'_s$ (ρ'_s в г/см³) — теплопроводность абсолютно сухой древесины [5]; $\bar{U} = (m''_{п} - m'_k)$ — влагосодержание.

Эффективный коэффициент диффузии с учетом данных, приведенных в [7, 8, 15], вычисляется по формуле

$$D_{эф} = \frac{5,54 \cdot 10^{-34} T_*^{10}}{1 - 1,9 \cdot 10^{-3} \rho'_s \bar{U}} \quad (13)$$

В (9) — (13) приняты следующие обозначения индексов: ' — сухая, '' — влажная.

Уменьшение интенсивности конвективного теплообмена за счет вдува испаряющейся влаги в пограничный слой учитывается введением поправки $\Delta\alpha$ на коэффициент теплоотдачи в граничном условии (5)

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \sum_i W_i (1 - \eta_{iw}) \exp \frac{b_i \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} \quad (14)$$

Параметры W_i характеризуют свойства газа в набегающем потоке и вдуваемого водяного пара в пограничный слой, а также конфигурацию и геометрические размеры исследуемых образцов. Для полусферических образцов с учетом результатов работы [14] параметры W_i имеют вид

$$W_o = \frac{0,67 c_{pe}}{\alpha l_e^{0,5}} (m_{но} - m_{кo}) B_o (1 - V_{ow}) \exp\left(-\frac{L_o}{RT_*}\right), \quad (15)$$

$$W_{п} = \frac{0,67 c_{pe}}{\alpha l_e^{0,5}} \frac{(m_{пп} - m_{кп})}{\sqrt{2\pi R T_* / M_{п}}} \bar{B}_{п} (i - \bar{V}_{пп}) \exp\left(-\frac{L_{п}}{RT_*}\right). \quad (16)$$

Здесь $V_{iw} = \frac{(\rho v)_{iw}}{\sqrt{\beta_x \mu_e \rho_e}}$, $(\rho v)_{iw}$ — безразмерная и массовая скорости вдува; $\beta_x = 1,5 u_e / r_w$, $l_e = \mu_e \rho_e / \mu_w \rho_w$ — параметры; μ_e , u_e , ρ_e — вязкость, скорость и плотность газа в набегающем потоке; r_w — радиус образца.

Таким образом, выписанная система уравнений позволяет учесть влияние поверхностного и объемного испарения на зажигание древесных материалов с повышенным влагосодержанием при радиационно-конвективном теплообмене.

Результаты численных расчетов. Сравнение с экспериментом.

Применяя преобразование Лапласа аналогично [3, 13, 16], а также асимптотический метод вычисления несобственных интегралов по пространственной координате ξ , сведем сформулированную выше задачу к системе нелинейных интегральных уравнений типа Вольтерра: для температуры поверхности

$$\begin{aligned} \Theta_w - \Theta_{сн} + \int_0^\tau \frac{(\Theta_e - \Theta_w) \left(1 - \frac{\Lambda \alpha}{\alpha}\right) + \bar{q}_{пw} \left[1 - \left(\frac{1 + \beta \Theta_w}{1 + \beta \Theta_{сн}}\right)^4\right]}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau' + \\ + \int_0^\tau \Delta_0 (1 - \eta_{ow}) \exp \frac{b_0 \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} d\tau' + \int_0^\tau \frac{\delta_w \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')} (1 + \beta \Theta_w)^v} d\tau' - \\ - \int_0^\tau \frac{\Delta_\Pi (1 - \eta_{пw}) \exp \frac{b_\Pi \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')} (1 + \beta \Theta_w)^{0,5}} d\tau', \end{aligned} \quad (17)$$

для глубины (степени) фазового превращения влаги при объемном испарении и диффузионном переносе

$$\begin{aligned} (1 - \eta_{ow}) = 1 - \int_0^\tau \frac{\Pi (2 - \eta_{ow} - \eta_{пw})}{\sqrt{\pi \text{Lu}(\tau - \tau')}} d\tau' - \int_0^\tau \Delta_0 (1 - \eta_{ow}) \exp \frac{b_0 \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w} d\tau' + \\ + \int_0^\tau \frac{\Delta_\Pi \eta_\Pi (1 - \eta_{пw}) \exp \frac{b_\Pi \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{\sqrt{\pi \text{Lu}(\tau - \tau')} (1 + \beta \Theta_w)^{0,5}} d\tau'. \end{aligned} \quad (18)$$

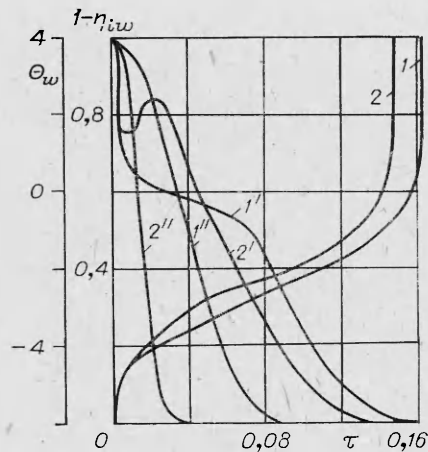
К (17), (18) необходимо добавить также уравнение для глубины фазового превращения влаги на поверхности за счет поверхностного испарения

$$\ln(1 - \eta_{пw}) = - \Delta_\Pi \gamma_\Pi \int_0^\tau \frac{b \Theta_w \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}}{(1 + \beta \Theta_w)^{0,5}} d\tau'. \quad (19)$$

Система интегральных уравнений (17) — (19) с учетом (8) — (16) решалась численно методом итераций [3, 16] с применением рекуррентных соотношений [16]. Шаг по времени выбирался из условия сходимости верхних и нижних приближений [17]. Например, при шаге по безразмерному времени $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ погрешность счета не превышает $\sim 1\%$.

Правильность постановки задачи, алгоритма и программы численного счета проверена серией тестовых расчетов в соответствии с данными [6], а на участке инертного прогрева сделано сравнение с аналитическим решением [10, 13]. Полученные результаты расчетов в пределах $\sim 4\%$ согласуются с результатами [16] и с погрешностью $\sim 1\%$ совпадают с аналитическим решением.

Рис. 5. Расчетные зависимости $\Theta_w(\tau)$, $\eta_{ow}(\tau)$, $\eta_{pw}(\tau)$ при $\gamma_{II} = 5$ (1, 1', 1'') и 40 (2, 2', 2'').



Изучено влияние безразмерных параметров задачи на поведение кривых $\Theta_w(\tau)$, $\eta_{ow}(\tau)$, $\eta_{pw}(\tau)$ и на время зажигания τ_3 . Расчеты проведены при следующих исходных данных: $\Theta_{сн} = -6,0$, $\Theta_e = 5,0$, $\beta = 0,11$, $\nu = 0,23$, $b_{II} = 0,8$, $\Theta_{ст} = 6,0$, $b_0 = 0,9$, $\Pi = 50$, $\sqrt{Li} = 30$, $\bar{q}_{лw} = 6,0$, $\delta_w = 12$, $\Delta_o = 300$, $W_0 = 15$, $\gamma_o = 2,0$, $\Delta_{II} = 700$, $W_{II} = 25$, $\gamma_{II} = 20$. За время зажигания выбирается время достижения $\Theta_w = \Theta_e$ и в данном случае $\tau_3 = 0,1508$.

Варьируя параметры Θ_e и $\bar{q}_{лw}$, получали следующие τ_3 : $2,5 \leq \Theta_e \leq 7,5 - 0,1992 \geq \tau_3 \geq 0,1216$; $3,0 \leq \bar{q}_{лw} \leq 9,0 - 0,2224 \geq \tau_3 \geq 0,1108$. Существенное влияние на τ_3 оказывает также интенсивность гетерогенной реакции. Так, увеличение δ_w с 6 до 18 приводит к уменьшению τ_3 с 0,1920 до 0,1324. Изменение параметров Π и \sqrt{Li} в диапазоне $\pm 50\%$ дает изменение τ_3 в пределах $\pm 2 \div 5\%$, причем с увеличением Π τ_3 уменьшается, а рост \sqrt{Li} приводит к повышению τ_3 .

Из параметров, характеризующих влияние объемного и поверхностного испарения на закономерности гетерогенного зажигания, наиболее значимы γ_o и γ_{II} . На рис. 5 приведены рассчитанные зависимости $\Theta_w(\tau)$, $\eta_{ow}(\tau)$ и $\eta_{pw}(\tau)$ для различных значений γ_{II} . Видно, что увеличение γ_{II} сдвигает картину изменения перечисленных кривых влево, уменьшая τ_3 . Аналогичное влияние на время зажигания оказывает и параметр γ_o , что находится в качественном согласии с результатами экспериментов, представленных на рис. 1.

Количественное сопоставление результатов расчета и эксперимента по зажиганию древесины сосны в потоке нагретого воздуха проведено при следующих данных: $T_e = 1150$ K, $T_{сн} = 300$ K, $T_{ст} = 1275$ K, $\nu = 0,23$, $Pr = 0,72$, $\bar{p}_x = 200$ с⁻¹, $\rho_s = 546$ кг/м³, $c'_{ps} = 2,72 \cdot 10^3$ Дж/(кг·K), $E_w = 54 \cdot 10^3$ Дж/моль [4], $qk_0 = 7,1 \cdot 10^8$ Дж/(м²·с) (м³/кг)^v [13], $A_{эф} = 0,26$, $L_{II} = 41 \cdot 10^3$ Дж/моль, $M_{II} = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $B_{II} = 10^{12}$ (Дж/кг)^{0,5}/(м²·с), $r_{II} = 2,278 \cdot 10^6$ Дж/кг, $S_{эф} = 0,226 \cdot 10^{-3}$ м², $r_0 = 2,56 \cdot 10^8$ Дж/кг, $c_{pe} = 1,167 \cdot 10^3$ Дж/(кг·K), $M_e = 29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $p_e = 10^5$ Н/м², $R = 8,31$ Дж/(моль·K).

Значения характерных температур T_* брались с экспериментальных кривых $T_w(t)$ как точки перегиба перед воспламенением (на рис. 1 обозначены крестиками). Зависимости $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$, представленные на рис. 1, хорошо согласуются с экспериментальными качественно и количественно. Была просчитана также зависимость $\bar{t}_3(\bar{U})$ до $\bar{U} \leq 0,8$ (см. рис. 2). Зависимость близка к линейной и с погрешностью $\sim 2,5\%$ согласуется с экспериментальной.

Поскольку процесс зажигания протекает при высоких (более 700 K) температурах (см. рис. 1), то встает вопрос о влиянии термического разложения на время зажигания. С этой целью для сухой древесины сосны ($\bar{U} < 0,1$) просчитан вариант, когда объемное испарение заменялось реакцией термического разложения со следующими кинетическими параметрами [18]: $L'_0 = 125,7 \cdot 10^3$ Дж/моль, $r'_0 = 3 \cdot 10^5$ Дж/кг, $k'_0 = 5,25 \cdot 10^7$ с⁻¹. Остальные данные взяты с кривых 1, 1' на рис. 1. Полученное значение τ_3 в пределах $\sim 1,5\%$ согласуется со временем зажигания при отсутствии этой реакции. Это позволяет считать ее влияние на процесс гетерогенного зажигания незначительным и в дальнейшем не учитывать, как это сделано при изучении полимеров в [3, 4, 13].

Таким образом, приведенные экспериментальные данные и сформулированные на их основе физико-химическая и математическая модели позволяют выявить роль процессов поверхностного и объемного испарения на закономерности нестационарного тепло- и массопереноса и зажигания древесины с повышенным влагосодержанием при радиационно-конвективном теплообмене в атмосфере газообразного окислителя.

Полученные результаты могут быть использованы при оценке воспламенения конструкций из древесных материалов с учетом увлажнения и оптимизации средств пожаротушения водой в условиях интенсивного пожара на производстве и в быту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Иванов. Безопасность применения материалов в контакте с кислородом. М.: Химия, 1974.
2. Г. И. Исаков, В. Е. Абалтусов.— В кн.: Первая Всесоюзная школа-семинар по теории горения. Томск: Изд-во ТГУ, 1975.
3. А. М. Гришин, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1976, 12, 2, 366.
4. Г. И. Исаков, В. В. Несмелов.— В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1980.
5. Э. В. Конев. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
6. Б. С. Чудинов. Вода в древесине. Новосибирск: Наука, 1984.
7. А. В. Лыков. Теория сушки. М.: Энергия, 1968.
8. А. В. Лыков, Г. В. Васильева. ИФЖ, 1968, 14, 3, 395.
9. В. И. Шевцов и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногловка, 1980.
10. Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юевич. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
11. Г. Н. Исаков, Г. С. Касьянов, В. В. Несмелов.— В кн.: Исследование процессов неустойчивого горения. Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1984.
12. Г. Н. Исаков. Некоторые вопросы методологии кинетического эксперимента при термическом анализе полимерных материалов и композиций на их основе. ТГУ, 1980. Деп. ВИНТИ, № 4207—80.
13. Г. И. Исаков. ФГВ, 1979, 15, 5, 11.
14. Г. А. Тирский. ПМТФ, 1965, 1, 45.
15. А. В. Лыков. Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
16. А. М. Гришин, А. Я. Кузин.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
17. Я. Д. Мамедов, С. А. Аширов. Нелинейные уравнения Вольтерра. Ашхабад: Ылым, 1977.
18. Холв, Кэнери. Теплопередача, 1982, 2, 124.

Поступила в редакцию 25/III 1985
после доработки — 17/VI 1985

УСТОЙЧИВОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУХСТАДИЙНОЙ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В РЕЖИМЕ УПРАВЛЕНИЯ

В. А. Вольперт, П. М. Кришеник
(Черногловка)

Распространение волн горения с несколькими разделенными в пространстве узкими зонами химического превращения возможно в задачах стадийного горения. Такая структура волны реализуется, например, при протекании двух последовательных реакций в режиме управления, когда в одной зоне происходит превращение исходного вещества А в промежуточный продукт В, а в другой — превращение В в конечный продукт С, и зона первой реакции «подталкивается» заметным тепловым потоком из второй [1]. Режим управления возможен и в случае независимых реакций $A \rightarrow C$, $B \rightarrow D$, когда исходную смесь составляют не реагирующие между собой вещества А и В и взаимодействие стадий происходит через тепловые факторы [2].

В [1, 2] исследовались стационарные режимы распространения, структура и скорость волны горения, условия реализации получены в терминах скоростей одностадийных процессов. Рассмотрению стационарных задач стадийного горения в различных постановках посвящены так-