

УДК 536.46

И. Г. Дик, А. Г. Князева

ПОДЖИГАНИЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПУЧКОМ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Исследована задача о разрушении тонкой полимерной пленки в результате нагрева пучком лучистой энергии. Учтена стадийность химического превращения и зависимость ее оптических свойств от глубины разложения. Даны аналитические оценки временных характеристик зажигания пленки в зависимости от толщины пучка и интенсивности нагрева. Численным методом обнаружены оптические явления, связанные с химическими реакциями.

Интерес к процессам воздействия сосредоточенных потоков лучистой энергии на конденсированные пленки различной природы связан с задачами лазерной технологии (например, раскрой ткани [1]), а также с задачами обеспечения пожаровзрывобезопасности. Воздействие сосредоточенного лучистого потока на химически активный материал может иметь ряд особенностей. Влияние одной из них — неравномерного нагрева — на характеристики зажигания рассматривалось в [2] для бесконечно толстой пленки.

В тонкой пленке толщиной h , вследствие возможности осреднения ее температуры, тепловая задача становится плоской. Если плотность падающего на поверхность пленки потока подчинена распределению

$$q(r) = q_0 \exp(-r^2/a^2), \quad (1)$$

то для температуры в центре пятна $r = 0$ имеем формулу [3]

$$T(0, t) - T_0 = \frac{q_0}{c\rho h} \int_0^t \frac{\exp(-\alpha z/c\rho h)}{1 + 4\kappa z/a^2} dz. \quad (2)$$

В (1), (2) a — характерный радиус пучка; T — температура, зависящая от расстояния до центра пятна r и времени t , отсчитываемого от начала нагрева; $T_0 = T(r, 0)$; c — теплоемкость; ρ — плотность; κ — температуропроводность пленки; α — коэффициент теплоотдачи в законе Ньютона, если учитываются потери тепла с поверхности.

В отсутствие теплоотдачи ($\alpha = 0$) из (2) получим

$$T(0, t) - T_0 = \frac{q_0 a^2}{4\lambda h} \ln \left(1 + \frac{4\kappa t}{a^2} \right), \quad (3)$$

где λ — теплопроводность пленки.

Темп нагрева с помощью (3) можно выразить непосредственно через температуру:

$$\frac{dT(0, t)}{dt} = \frac{q_0}{c\rho h} \exp \left(-\frac{4\lambda h}{a^2 q_0} (T - T_0) \right). \quad (4)$$

Видно, что при $a \neq \infty$ темп нагрева падает по мере роста температуры. Химическое тепловыделение, которое несущественно при начальной температуре, быстро увеличивается с ростом T и при некотором T_* сравнивается со скоростью теплонакопления от внешнего источника.

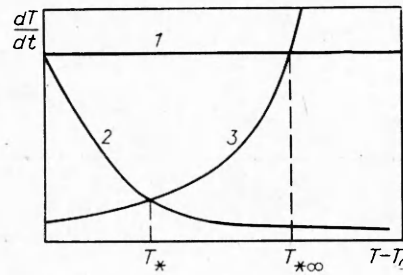


Рис. 1. Качественная зависимость темпов нагрева пленки от температуры.

1, 2 — нагрев внешним источником ($a = \infty$ (1), $a \neq \infty$ (2)); 3 — химический саморазогрев.

Уравнение для T_* получаем приравниванием правой части (4) и скорости химического тепловыделения:

$$q_0 \exp\left(-\frac{4\lambda h}{a^2 q}(T_* - T_0)\right) = \rho h Q k(T_*). \quad (5)$$

Момент достижения T_* считаем окончанием индукционного периода, за которым следует стадия адиабатического воспламенения [4], продолжительностью t_a , зависящей от T_* [5]:

$$t_a(T_*) = \frac{cRT_*^2}{E} [Qk(T_*)]^{-1}, \quad (6)$$

где $Qk(T_*)$ — интенсивность тепловыделения химического источника.

Общее время зажигания t_f есть сумма времен индукционного периода t_i и адиабатического разогрева t_a :

$$t_f = t_i + t_a. \quad (7)$$

Значение t_i находим из (3) при $T = T_*$:

$$t_i = \frac{a^2 c \rho}{4\lambda} \left[\exp\left(\frac{4\lambda h}{q_0 a^2}(T_* - T_0)\right) - 1 \right]. \quad (8)$$

Пусть, в частности, $k(T) = k_0 \exp(-E/RT)$. Тогда, как легко видеть из уравнения (5) и рис. 1, T_* будет тем ниже, чем меньше радиус пучка a . При достаточно большом a величина T_* будет слабо отличаться от $T_{*\infty}$ — температуры подключения химического источника при бесконечно широком пучке. Тогда

$$k(T_*) \approx k(T_{*\infty}) \exp\left((T_* - T_{*\infty})E/RT_{*\infty}^2\right),$$

и с помощью (7) получим

$$\frac{T_* - T_{*\infty}}{T_{*\infty} - T_0} = -\frac{B}{1 + B},$$

где $B = \frac{4\lambda h}{q_0 a^2} \frac{RT_{*\infty}^2}{E}$ считаем малым параметром.

Отношение периодов индукции конечного ($a \neq \infty$) и бесконечно широкого ($a = \infty$) пучков найдем, используя (3):

$$\frac{t_i}{t_{i\infty}} = \frac{\exp\left(B(T_* - T_0)E/RT_{*\infty}^2\right) - 1}{B(T_{*\infty} - T_*)E/RT_{*\infty}^2},$$

откуда, разлагая экспоненту в числителе в ряд по малому B , имеем

$$\frac{t_i}{t_{i\infty}} = \frac{T_* - T_0}{T_{*\infty} - T_0} = \frac{1}{1 + B},$$

т. е. тепловой период индукции сокращается с уменьшением радиуса пучка. Интересно, что в толстой пленке [2], где нужно учитывать распространение тепла по нормали к ее поверхности, $t_i > t_{i\infty}$, хотя $T_* < T_{*\infty}$. Это связано с особенностями динамики нагрева. В частности, для толстой

пленки при $t \rightarrow \infty$ температура в центре пятна устанавливается, а для тонкой непрерывно логарифмически растет.

Падение T_* с уменьшением радиуса пучка приводит к затягиванию периода адиабатического воспламенения. Его длительность, в соответствии с (6), $\sim \exp(E/RT_*)$. Следовательно,

$$\frac{t_a}{t_{a\infty}} = \exp\left(\frac{T_{*\infty} - T_*}{RT_{*\infty}^2} E\right).$$

Используя (7), можно записать (в линейном по B приближении)

$$\frac{t_a}{t_{a\infty}} = \frac{1 + B\Theta_{*\infty}}{1 + B},$$

где $\Theta_{*\infty} = \frac{T_{*\infty} - T_0}{RT_{*\infty}^2} E \gg 1$, но $B\Theta_{*\infty} \ll 1$.

Теперь, исходя из (7), вычислим полное время зажигания

$$\frac{t_f}{t_{f\infty}} = \frac{t_i + t_a}{t_{i\infty} + t_{a\infty}} \approx 1 + B \frac{t_{a\infty}\Theta_{*\infty} - t_{i\infty}}{t_{i\infty} + t_{a\infty}}.$$

Нетрудно, пользуясь (5) и (6), найти, что отношение $t_{i\infty}/t_a(T_\infty) = \Theta_{*\infty}$. Следовательно, $t_i/t_{i\infty}$ в линейном приближении по параметру B от ширины пучка не зависит: уменьшение t_i с ростом B компенсируется увеличением t_a . Растущая зависимость t_f от толщины пучка проявляется лишь в следующем по B члене разложения. Заметим, что запись B в виде

$B = \frac{4\lambda t_{i\infty}}{a^2} \frac{RT_{*\infty}^2}{E(T_{*\infty} - T_0)}$ указывает на основной параметр, характеризующий неравномерность прогрева: квадрат отношения характерной тепловой длины к радиусу пучка. В выражении для тепловой длины вместо $t_{i\infty}$, особенно с уменьшением a , лучше использовать $t_{f\infty}$.

В предельном случае тонких пучков лучистой энергии T_* , как это следует из (5) и рис. 1, стремится к T_0 . Таким образом, при $a \rightarrow 0$ разложение в правой части (5) нужно проводить вблизи T_0 . Это дает

$$T_* - T_0 = \frac{RT_0^2}{E(1+B_0)} \ln \frac{q_0}{\rho h Q k(T_0)}, \quad (9)$$

$$B_0 = \frac{4\lambda h RT_0^2}{E a^2 q_0} \gg 1.$$

Предположим, что

$$q_0 \gg \rho h Q k(T_0).$$

Из (8), (9) с учетом указанных неравенств

$$t_i = \frac{a^2 q_0}{4\lambda h Q k(T_0)}.$$

Период индукции быстро укорачивается с уменьшением радиуса пучка из-за уменьшения T_* . Адиабатический период $t_a(T_*)$ в данном случае нужно сравнивать с $t_a(T_0)$.

Подобно сделанному выше для $a \rightarrow \infty$ найдем, используя (9):

$$\frac{t_a(T_*)}{t_a(T_0)} = \exp\left(\frac{T_0 - T_*}{RT_0^2} E\right) \approx \left(\frac{\rho h Q k(T_0)}{q_0}\right)^{\frac{a^2 q_0 E}{4RT_0^2 \lambda h}}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что $t_a(T_*)$ быстро растет с уменьшением a , приближаясь к $t_a(T_0)$. Для узких пучков именно $t_a(T_*)$ определяет общее время зажигания t_f из (7). Показатель степени в (10) можно записать в виде

$$(a^3/4\lambda t_{i\infty})(E(T_{i\infty} - T_0)/RT_0^2),$$

так что критерий узости пучка $a/\sqrt{\chi t_{i\infty}}$ явно входит в число параметров, определяющих t_f .

Заканчивая рассмотрение эффекта сосредоточенного нагрева пленки, заметим, что влияние поверхностной теплоотдачи можно учесть (разлагая экспоненту в (2) по $\alpha z/c\rho h$) введением эффективного радиуса пучка в (3)

$$\bar{a} = \frac{a}{\sqrt{1 + \frac{\alpha a^2}{4\lambda h}}}. \quad (11)$$

Теплоотдача делает эффект локального нагрева более значимым. Справедливость (11) ограничена неравенством $\alpha t_{i\infty} \ll c\rho h$.

Другой эффект воздействия лучистого потока на реакционноспособную пленку обусловлен возможностью изменения ее оптических свойств (показателя поглощения σ и коэффициента отражения f) в ходе химического превращения. Эксперименты, подтверждающие переменность оптических свойств при лазерном облучении поливинилового спирта, описаны в [7, 8]. В [3, 6] для хлопчатобумажной ткани и бумаги на основе экспериментальных измерений предложена связь

$$\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_k - \sigma_0} = \frac{f - f_0}{f_k - f_0} = \eta, \quad (12)$$

где индекс 0 — соответствует начальному состоянию пленки, к — конечному; η — степень превращения. Теоретическое изучение пленок, оптические характеристики которых подчиняются (12), проведено в [6] для случая равномерного освещения и в [3, 6] — для достаточно толстых пучков. При этом в [3, 6] реакцию считали протекающей по нулевому или первому порядку по η . Простые оценки при такой реакции можно сделать и в случае узких пучков, когда $t_f = t_a(T_*)$. На стадии нагрева пленки от T_0 до T_* основным тепловым источником является внешнее излучение, а химических превращений практически нет, так что поглощаемый внешний поток при T_* такой же, что и при $T = T_0$. В адиабатической стадии, когда $T \geq T_*$, основную роль играет химическое тепловыделение, а между глубиной превращения η и температурой устанавливается соотношение

$$\eta = \frac{T - T_*}{Q} c.$$

Представим поглощаемый пленкой поток q_s в центре пятна в виде

$$q_s(\eta) = q_0 + \left(\frac{dq_s}{d\eta}\right)_0 \cdot \eta.$$

Если $(dq_s/d\eta)_0 > 0$ и достаточно велика, то влияние внешнего источника может быть существенным и на стадии адиабатического разогрева. Отношение интенсивности лучистого и химического источников с учетом связи η и T есть

$$A = \frac{q_0}{\rho h Q k(T_*)} (1 + m\Theta) \exp(-\Theta),$$

$$m = \left(\frac{d \ln q_s}{d\eta}\right)_0 \frac{cRT_*^2}{EQ}, \quad \Theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2} E.$$

Значение A максимально при $\Theta = 1 + m^{-1}$:

$$A = \frac{q_0 m}{\rho h Q k(T_*)} \exp(m^{-1}).$$

Разлагая экспоненциально зависящие от T_* величины в ряд, получим, что влияние переменности оптических характеристик для узких пучков еще более существенно, чем при равномерном освещении пленки [6].

При сложной схеме химической реакции необходимо применение численных методов. На основе механизма разложения ряда полимерных материалов, представленного в [1], рассмотрим следующую модель. Считаем, что химическое превращение в полупрозрачной пленке протекает последовательно в две стадии. Первой идет гомогенная эндотермическая реакция первого порядка с небольшой энергией активации E_1 , продукты которой усиливают поглощающие свойства материала. Второй идет экзотермическая гетерогенная реакция окисления продуктов первой реакции с большой энергией активации E_2 , сопровождающаяся уменьшением толщины пленки вплоть до ее прожигания. Предусматриваем возможность перехода гетерогенной реакции в диффузионный режим с эффективным коэффициентом массопередачи β . Полагаем, что в целом химический процесс является суммарно экзотермическим.

Принимая связь (12), имеем следующую математическую формулировку задачи:

$$h \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa h \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{q_s}{c\rho} + \frac{2Q_2\Phi_2}{c} + \frac{Q_1\Phi_1 h}{c}, \quad (13)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = k_1(T)(1 - \eta) = \Phi_1, \quad (14)$$

$$\frac{dh}{dt} = \begin{cases} \frac{-k_2(T)\eta}{1 + \eta k_2(T)/\beta} - \Phi_2, & h \neq 0, \\ 0, & h = 0, \end{cases} \quad (15)$$

$$\eta(0, r) = 0, \quad h(0, r) = h_0, \quad T(0, r) = T_0, \quad (16)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=\infty} = 0, \quad (17)$$

$$k_1(T) = k_{10} \exp(-E_1/RT), \quad k_2(T) = k_{20} \exp(-E_2/RT), \quad (18)$$

$$q_s = q_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) (1 - \exp(-\sigma(\eta)h)) (1 - f(\eta)) -$$

поток, поглощенный пленкой.

Ниже приводим результаты численного счета задачи (14)–(18), которые получены для следующих значений параметров [1, 3]: $c = 1,77$ Дж/(г·К), $\rho = 0,49$ г/см³, $\lambda = 1,1 \cdot 10^{-4}$ Дж/(см·с·К), $E_1 = 4,9 \cdot 10^4$ Дж/моль, $E_2 = 1,04 \cdot 10^5$ Дж/моль, $k_{10} = 5,6 \cdot 10^6$ с⁻¹, $k_{20} = 7,5 \cdot 10^{11}$ см/с, $Q_1 = -50$ Дж/г, $Q_2 = 950$ Дж/г, $\beta = 1,0$ см/с, $\sigma_0 = 1,87$ см⁻¹, $\sigma_k = 167$ см⁻¹, $f_0 = 0,47$, $f_k = 0$, $h_0 = 1,35 \cdot 10^{-2}$ см, $T_n = 293$ К. Варьировались параметры a и q_0 .

При расчетах получаем основные качественные характеристики: время зажигания t_f (резкого роста температуры пленки из-за подключения гетерогенной реакции) и время разрушения (прожигания) пленки t_h (в этот момент h в центре пятна нагрева становится равным нулю). Кроме того определим эффективный радиус пучка r_b так, чтобы при $r = -r_b$ поглощаемый пленкой поток $q_s(r_b)$ был в e раз меньше $q_s(0)$. При $t = 0$, как следует из (18), $r_b = a$. По ходу химической реакции в силу (12) и (18) начальное распределение потока по поверхности нарушается.

Анализ расчетов показывает, что для обработки результатов удобен параметр $\delta = \kappa t_{f\infty}/a^2$. В частности, $t_f/t_{f\infty}$ — практически однозначная функция δ в интервале $0 < \delta \leq 4$:

$$\frac{t_f}{t_{f\infty}} = \begin{cases} \exp(\sqrt{\delta} - 0,22), & \sqrt{\delta} > 0,22, \\ 1, & \sqrt{\delta} < 0,22. \end{cases} \quad (19)$$

Рис. 2, где представлены некоторые результаты расчетов времени зажигания при различных a и q_0 , и аппроксимационная формула (19) говорят о сильном влиянии a на t_f при узком пучке и о слабой зависимости $t_f(a)$ при большом a . Это согласуется с представлениями приведенной выше приближенной теории для случая простой реакции. При очень узких

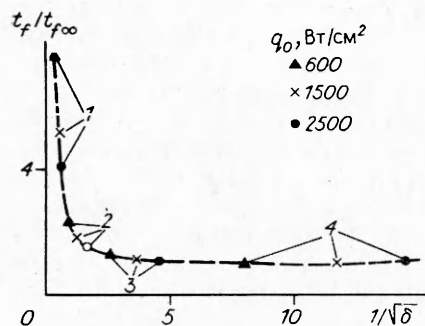


Рис. 2. Зависимость времени зажигания пленки от δ .
 a , см: 1 — $1,4 \cdot 10^{-3}$, 2 — $3,16 \cdot 10^{-3}$, 3 — 10^{-2} , 4 — $3,16 \cdot 10^{-2}$.

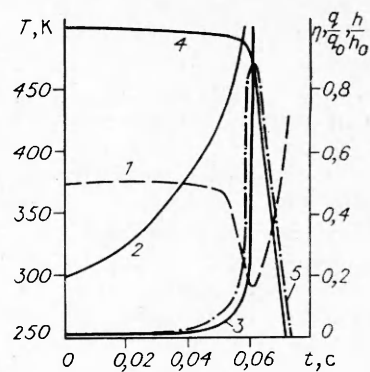


Рис. 3. Динамика пропущенного потока (1), температуры (2), глубины превращения (3), толщины пленки (4) и поглощенного потока (5) в центре пятна нагрева; $q_0 = 1,5 \cdot 10^3$ Вт/см², $a = 3,1 \cdot 10^{-2}$ см.

пучках ($\delta > 4$), как следует из качественного анализа, характер процесса и t_f определяют и другие параметры.

Значение t_h можно оценить с точностью до 10 % по формуле

$$t_h = t_f + h_0/\beta, \quad (20)$$

отражающей разделение процесса разрушения полимерной пленки на две стадии: зажигания и прожигания в диффузионном режиме.

Из рис. 3 видно, что изменение оптических характеристик происходит на стадии химических превращений. Кривые, соответствующие пропущенному потоку (1) и температуре (2), качественно соответствуют типичной осциллограмме, приведенной в [6]. Отметим такую особенность температурной кривой, как отсутствие перегиба, характерного для режимов нормального зажигания [4], что в данном случае и отражает возможность возрастания роли внешнего источника на конечной стадии зажигания из-за переменности оптических свойств. Хорошо отслеживает разделение химических стадий кривая 5, соответствующая доле внешнего потока, поглощенного пленкой. Вместе с ростом η в ходе гомогенной реакции поглощаемая энергия увеличивается, а при подключении гетерогенной реакции при уменьшении h она падает.

Численный счет выявил интересные оптические явления и различные режимы химического превращения в зависимости от δ . Например, при $\delta < 1$ (достаточно широкий пучок) внутри пучка образуются волновые структуры. На рис. 4, а изображено формирование при $r < a$ и распространение к границам пучка температурно-концентрационного фронта. На рис. 4, б показана эволюция распределения поглощаемого пленкой потока q_s . Немонотонность $q_s(r)$ связана с образованием фронта прожигания (рис. 4, в). Рис. 4, в содержит информацию о доле пропускаемой пленкой энергии

$$q_p(r) = q_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) (1 - f(\eta)) \exp(-\sigma(\eta)h).$$

До начала химических превращений $q_p(r)$ повторяет распределение (1), затем на форму $q_p(r)$ начинают влиять два фактора: образование фронта $\eta(r, t)$, что ведет к изменению σ и f , и прожигание пленки (после включения гетерогенной реакции). Последнее обстоятельство и приводит к образованию фронта просветления. Одна из особенностей рассматриваемого режима состоит в том, что к моменту t_p прожигания пленки в центре пятна, концентрационный фронт $\eta(r, t)$ не успевает выйти за пределы начального пятна нагрева.

Если $\delta \gg 1$ (узкий пучок), то вследствие интенсивного отвода тепла теплопроводностью на периферию пучка [9] процесс химического пре-

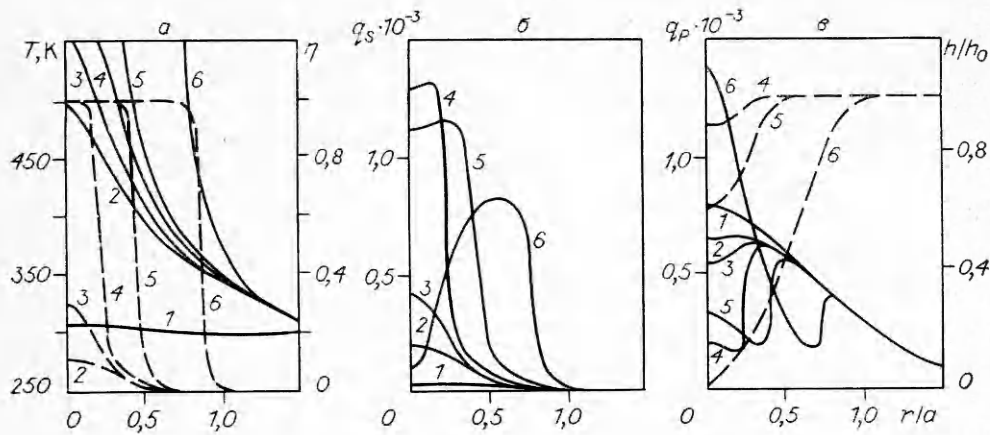
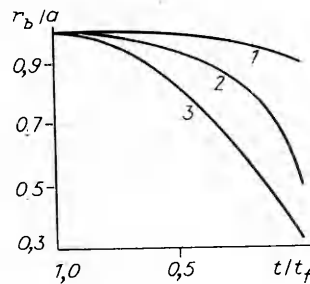


Рис. 4. Пространственные распределения температуры (а, сплошные линии), глубины превращения (а, штриховые), поглощенного потока (б), толщины пленки (в, штриховые), пропущенного потока (в, сплошные); $q_0 = 1,5 \cdot 10^3$ Вт/см², $\delta = 0,087$.
 t , с: 1 — 0,05, 2 — 0,058, 3 — 0,06, 4 — 0,062, 5 — 0,065, 6 — 0,073.

Рис. 5. Зависимость эффективного радиуса пучка r_b от времени; $q_0 = 1,5 \cdot 10^3$ Вт/см².

a , см: 1 — $4,47 \cdot 10^{-4}$, 2 — $3,16 \cdot 10^{-3}$,
 3 — $3,16 \cdot 10^{-2}$; δ : 1 — 6,18, 3 — $8,7 \cdot 10^{-2}$.



вращения охватывает область радиусом больше a . Здесь не образуется резких фронтов, не наблюдается немонотонностей в распределениях $q_s(r)$ и $q_p(r)$.

Отметим еще один оптический эффект, суть которого отражена на рис. 5. Вследствие неравномерности нагрева и, следовательно, неравномерности превращения, оптические свойства (в частности, поглощательная способность) в приосевой области меняется сильнее, чем на краю пучка. Это приводит к тому, что область наиболее сильного поглощения энергии локализуется вблизи $r = 0$. В ходе периода зажигания происходит энергетическая самофокусировка пучка. Это явление слабо выражено для узких пучков из-за усиленной теплопроводности с границ пятна нагрева и хорошо проявляется при $\delta \lesssim 1$.

Приведенные результаты получены без учета теплоотдачи с поверхности пленки. Включение в (13) стокового члена — $2\alpha \frac{T - T_0}{c\rho}$, как показывают единичные расчеты, дает эффект, аналогичный уменьшению толщины пучка в соответствии с (11).

Таким образом, при поджигании тонких пленок узким световым пучком стадия, следующая за моментом подключения химических реакций, играет значительную роль, особенно при наличии обратных химико-оптических связей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов Б. А., Копылов В. Б. Лазерная резка неметаллических материалов.— Л., 1987.— 32 с.
2. Дик И. Г. О зажигании конденсированного вещества узким световым пучком // Горение конденсированных систем.— Черноголовка, 1986.— С. 94—97.
3. Дик И. Г., Князева А. Г. Термическое разложение полимерной пленки под действием концентрированного потока лучистой энергии // Материалы Международ. конф. «Полимерные материалы пониженной горючести».— Алма-Ата, 1990.
4. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.— 190 с.

5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1987.— 502 с.
6. Дик И. Г., Князева А. Г. Зажигание лучистой энергией тонкой пленки с меняющимися в ходе реакции оптическими свойствами // ФГВ.— 1990.— 26, № 2.— С. 3—7.
7. Калонгаров Л. И., Марупов Р., Абдуллаев Н. С. Развитие термохимической неустойчивости при лазерной дегидратации поливинилового спирта // Хим. физика.— 1987.— 6, № 10.— С. 1380—1385.
8. Калонгаров Л. И., Марупов Р., Шукуров Т. и др. О механизме деструкции окрашенного поливинилового спирта в поле лазерного излучения // Там же.— 1990.— 9, № 2.— С. 294—297.
9. Князева А. Г., Дик И. Г. Динамика процесса разрушения полимерной пленки узким световым пучком // Тез. докл. 7 конф. по применению лазеров в науке и технике.— Омск, 1990.— С. 24—25.

г. Томск

Поступила в редакцию 6/III 1991

УДК 536.253 : 614.841.4

Ю. А. Гостинцев, Н. П. Копылов, А. М. Рыжов, И. Р. Хасанов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ НАД БОЛЬШИМИ ПОЖАРАМИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

С помощью предложенной математической модели сжимаемой среды численно исследуется динамика формирования и подъема осесимметричной колонки продуктов горения над крупным пожаром во влажной стратифицированной атмосфере. Для определения эффективных коэффициентов переноса используется алгебраическая модель турбулентности. Проведен сравнительный расчет распределения дымового аэрозоля по высоте конвективной колонки при различных значениях мощности пожара и характеристик атмосферы. Показано, что фазовые переходы, обусловленные наличием влаги в атмосфере, существенно влияют на параметры подъема, зависания и выноса аэрозоля в стратосферу.

Крупномасштабные конвективные движения, возникающие в атмосфере при больших открытых пожарах, способствуют переносу газообразных продуктов горения и дыма (сажа, пепел) на значительные расстояния. Загрязнение верхних слоев атмосферы большим количеством мелкодисперсного оптически активного аэрозоля может вызывать как региональные погодные, так и глобальные климатические изменения [1]. В связи с этим представляет интерес изучение динамики формирования конвективных колонок над крупными пожарами и их транспортной способности к вертикальному переносу аэрозольных частиц в верхние слои тропосферы и нижнюю стратосферу.

Численное исследование переноса продуктов горения и взрыва в стратосферу плавучей струей и термиком с помощью уравнений несжимаемой среды в приближении Буссинеска рассматривалось в [2, 3]. Распространение горящих частиц в приземном слое атмосферы при лесных пожарах изучалось в [4] при помощи осредненных уравнений Рейнольдса. Уравнения Навье — Стокса для сжимаемого газа с постоянными эффективными коэффициентами турбулентного переноса использовались для изучения подъема осесимметричного термика [5] и формирования конвективной колонки над пожарами [6]. Распространение продуктов горения от крупных пожаров с помощью метеорологических моделей дождевых облаков исследовалось в [7, 8].

В данной работе на основе уравнений Навье — Стокса для вязкого сжимаемого и теплопроводного газа в развитие модели [9] для случая сухой стратифицированной атмосферы численно исследуется динамика подъема осесимметричной колонки продуктов горения с учетом фазовых переходов, обусловленных наличием влаги в атмосфере. Для определения эффективных коэффициентов переноса используется алгебраическая модель турбулентности. Проводится сравнительный расчет распределения аэрозольных частиц по высоте конвективной колонки в сухой и влажной стратифицированной атмосфере.