

## АПЕРИОДИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА ВЕРХОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский\*

Томский государственный университет, 634050 Томск

\* Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово

Методом малых возмущений дан анализ устойчивости трехзонной структуры фронта верхового лесного пожара, включающей зоны испарения, пиролиза и горения газообразных продуктов пиролиза. Эта модель более точно описывает физику реального процесса распространения верховых лесных пожаров. Получено характеристическое уравнение, анализ корней которого позволил получить нейтральные кривые для анализа монотонной неустойчивости фронта пожара. Показано, что устойчивость распространения фронта пожара реализуется в некотором диапазоне длин волн.

Линейная устойчивость стационарных решений упрощенной краевой задачи о распространении фронта верхового лесного пожара [1, 2] рассматривалась в работах [2–5]. В [3] исследованы предельные случаи длинноволновых и коротковолновых возмущений и получены соответствующие асимптотики. В [4] изучена устойчивость фронта верхового пожара для возмущений произвольной длины волны и проведено численное решение двумерной нелинейной краевой задачи, подтвердившее аналитический прогноз. Получены предельные условия прекращения стационарного горения, найденные ранее численно и аналитически в работах [6–8]. В [5] исследована устойчивость фронта пожара с учетом конечной скорости межфазного теплообмена.

В работах [2–5] для упрощения анализа устойчивости использовали приближенную модель фронта пожара, учитывающую только пиролиз и горение, а также допущение о квазистационарности скорости движения фронта  $\omega$ .

В данной работе проведен линейный анализ устойчивости трехзонной структуры (испарение — пиролиз — горение) фронта верхового пожара без указанного допущения относительно  $\omega$ , что более точно отражает физику реального процесса. Исследовано поведение корней дисперсного уравнения, и построены нейтральные кривые монотонной неустойчивости фронта пожара.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим устойчивость фронта пожара в горизонтальной плоскости  $x, y$ , причем на-

чало подвижной системы координат связано с бесконечно тонкой зоной горения, а ось  $x$  совпадает с направлением скорости ветра  $u$  [4].

Используя основные допущения и результаты работ [3–5], приходим к структуре фронта пожара, показанной на рис. 1.

Согласно [3–5] задача об устойчивости фронта пожара сводится к анализу устойчивости решений системы линейных уравнений параболического типа с нелинейными граничными условиями на трех поверхностях слабого разрыва температуры и концентрации, моделирующих бесконечно тонкие зоны испарения, пиролиза и горения:

$$d_j \frac{\partial \Theta_j}{\partial t} + w_j \frac{\partial \Theta_j}{\partial x} = \lambda \left( \frac{\partial^2 \Theta_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta_j}{\partial y^2} \right) - b \Theta_j,$$

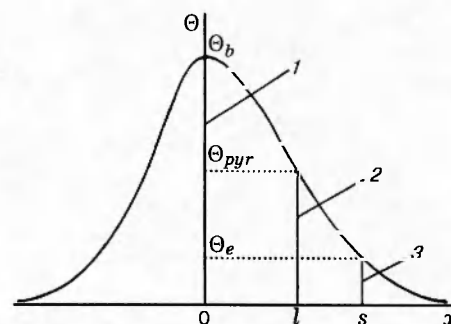


Рис. 1. Структура фронта пожара:

1–3 — зоны горения, пиролиза и испарения соответственно;  $\Theta_b, \Theta_{pyr}, \Theta_e$  — температуры горения, пиролиза и испарения;  $\Theta = T - T_\infty, T_\infty$  — температура окружающей среды;  $l$  — расстояние между фронтами горения и пиролиза,  $s$  — между фронтами горения и испарения

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial C_j}{\partial x} = D \left( \frac{\partial^2 C_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial y^2} \right) - a C_j, \quad (1)$$

$$d_j = \rho_5 c_{p,5} + \sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i c_{p,i}.$$

Здесь  $\Theta_j = T_j - T_\infty$ ,  $T_\infty$  — температура окружающей среды вдали от фронта горения;  $v = u - \omega$  — разность между равновесной скоростью ветра и скоростью фронта;  $\rho_i$ ,  $\varphi_i$ ,  $c_{p,i}$  — плотность, объемная доля и удельная теплоемкость  $i$ -й фазы;  $w_j = \rho_{\xi_j} c_{p,\xi} u - d_j \omega$  — эффективная скорость переноса тепла;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $h$  — высота полога леса;  $b = \alpha/h$ ,  $a = b/c_{p,5} \rho_5$  — коэффициенты объемного теплообмена и массообмена;  $\lambda$ ,  $D$  — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии;  $C_j$  — массово-объемная концентрация газообразного горючего продукта пиролиза. Индексы  $i = 1 \div 5$  соответствуют лесным горючим материалам (ЛГМ), воде в жидкокапельном состоянии, коксу, золе и газовой фазе соответственно; индексы  $j = 1 \div 4$  относятся к параметрам состояния в областях  $x < 0$ ,  $0 \leq x \leq l$ ,  $l \leq x \leq s$ ,  $x > s$  соответственно, где  $l$  — расстояние между фронтами горения и пиролиза,  $s$  — между фронтами горения и испарения.

На поверхностях, моделирующих зоны испарения, пиролиза и горения, выполняются законы сохранения массы и энергии:

$$x = \xi: \quad \Theta_1 = \Theta_2, \quad C_1 = C_2 = 0, \\ \lambda \left( \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} - \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right) + q_5 \omega \rho_5 = 0, \\ D \frac{\partial C_2}{\partial x} - \omega \rho_5 = 0, \quad (2)$$

$$\lambda \left[ \left( \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \left| \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \right| \right] = 2q_5 \Phi_5(T_b); \\ x = l + \eta: \quad C_2 = C_3, \\ D \left( \frac{\partial C_3}{\partial x} - \frac{\partial C_2}{\partial x} \right) + v \rho_1 \varphi_1 \omega = 0; \quad (3)$$

$$x = s + \zeta: \quad \Theta_3 = \Theta_4, \\ \lambda \left( \frac{\partial \Theta_4}{\partial x} - \frac{\partial \Theta_3}{\partial x} \right) - q_2 \omega \rho_2 \varphi_2 = 0, \quad (4) \\ \lambda \left[ \left( \frac{\partial \Theta_3}{\partial x} \right)^2 - \left( \frac{\partial \Theta_4}{\partial x} \right)^2 \right] = 2q_2 \Phi_2(T_e).$$

Здесь  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  — малые отклонения зон горения, пиролиза и испарения от своих невозмущенных положений;  $q_2$ ,  $q_5$  — тепловые эффекты процессов испарения и горения;  $\Phi_2$ ,  $\Phi_5$  — скорости этих процессов;  $T_b$  — температура горения,  $T_e$  — испарения.

Граничные условия (2)–(4) записаны с учетом термонейтральности процесса пиролиза [1, 2]. Последние условия в (2) и (4) получены методом [9], основанным на представлении аррениусовских зависимостей массовых скоростей процессов горения ( $R_5$ ) и испарения ( $R_2$ ) от температуры обобщенными  $\delta$ -функциями Дирака:

$$R_5 = \Phi_5(T_b) \delta(T - T_b),$$

$$R_2 = \Phi_2(T_e) \delta(T - T_e).$$

Возмущения зон горения, пиролиза и испарения заданы в виде:

$$x = \xi(y, i) = \varepsilon_1 \exp(\Omega t + iky), \\ x = \eta(y, t) = \varepsilon_2 \exp(\Omega t + iky), \quad (5) \\ x = \zeta(y, t) = \varepsilon_3 \exp(\Omega t + iky),$$

где  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  — малые амплитуды возмущений;  $\Omega$  — частота возмущений;  $k$  — волновое число.

К (2)–(4) добавим граничные условия на бесконечности:

$$x = \pm\infty: \quad \Theta_j = 0, \quad C_j = 0, \quad j = 1, 4. \quad (6)$$

## СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Для области 1 ( $x < 0$ ) одномерное стационарное решение уравнений (1) имеет вид

$$\Theta_1(x) = \Theta_b \exp(\alpha_1 x), \quad C_1 = 0, \quad (7) \\ \alpha_1 = \frac{w_1 + \sqrt{w_1^2 + 4\lambda b}}{2\lambda},$$

где знак перед радикалом в формуле для  $\alpha_1$  выбран в соответствии с граничными условиями (6). В области 2 ( $0 \leq x \leq l$ )

$$\Theta_2(x) = A \exp(\alpha_1 x) + B \exp(\alpha_2 x), \\ C_2(x) = C_{pyr} \frac{\exp(\alpha_3 x) - \exp(\alpha_4 x)}{\exp(\alpha_3 l) - \exp(\alpha_4 l)}, \\ A = \frac{\Theta_e - \Theta_b \exp(\alpha_2 s)}{\exp(\alpha_1 s) - \exp(\alpha_2 s)}, \quad (8) \\ B = \frac{\Theta_b \exp(\alpha_1 s) - \Theta_e}{\exp(\alpha_1 s) - \exp(\alpha_2 s)}, \\ \alpha_2 = \frac{w_1 - \sqrt{w_1^2 + 4\lambda b}}{2\lambda}, \\ \alpha_j = \frac{v \pm \sqrt{v^2 + 4Da}}{2D}, \quad j = 3, 4,$$

где  $C_{pyr}$  — концентрация газообразного горючего продукта пиролиза на поверхности, моделирующей зону пиролиза;  $\Theta_e$  — разность

между температурой испарения и температурой на бесконечности (невозмущенная температура). Для области 3 ( $l \leq x \leq s$ )

$$\Theta_3(x) \equiv \Theta_2(x), \quad C_3(x) = C_{pyr} \exp(\alpha_4(x-l)). \quad (9)$$

В области 4 ( $x > s$ )

$$\Theta_4(x) = \Theta_e \exp(\alpha_2(x-s)), \quad C_4(x) \equiv C_3. \quad (10)$$

При записи (7)–(10) использованы допущения  $w_j = idem$ ,  $d_j = idem$ , не влияющие на качественную устойчивость [4].

Подставляя (7)–(10) в граничные условия (2)–(4), получим систему уравнений для определения неизвестных  $\Theta_b$ ,  $\Theta_e$ ,  $C_{pyr}$ ,  $l$ ,  $s$ ,  $\omega$ :

$$\lambda(A\alpha_1 + B\alpha_2 - \Theta_b\alpha_1)q_5\omega\rho_5 = 0,$$

$$DC_{pyr}(\alpha_3 - \alpha_4) - \omega(\exp(\alpha_3l) - \exp(\alpha_4l))\rho_5 = 0,$$

$$\lambda\{\Theta_b^2\alpha_1^2 - (A\alpha_1 + B\alpha_2)|A\alpha_1 + B\alpha_2|\} = 2q_5\Phi_5(T_b),$$

$$DC_{pyr}(\alpha_3 - \alpha_4) \exp(\alpha_3l) + \quad (11)$$

$$+ v\rho_1\varphi_1\omega(\exp(\alpha_3l) - \exp(\alpha_4l)) = 0,$$

$$\lambda A(\alpha_2 - \alpha_1) \exp(\alpha_1s) - q_2\omega\rho_2\varphi_2 = 0,$$

$$\lambda\{(A\alpha_1 \exp(\alpha_1s) + B\alpha_2 \exp(\alpha_2s))^2 - \alpha_2^2\Theta_e^2\} = 2q_2\Phi_2(T_e).$$

### НЕСТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

В соответствии с методом малых возмущений ищем решение (1) в виде

$$\Theta_j(x, y, t) = \Theta_j(x) + A_j(x) \exp(\Omega t + iKy), \quad (12)$$

$$C_j(x, y, t) = C_j(x) + B_j(x) \exp(\Omega t + iKy),$$

где  $A_j(x)$ ,  $B_j(x)$  — малые амплитуды возмущений;  $\Theta_j(x)$ ,  $C_j(x)$  определяются формулами (7)–(10).

Подставляя (12) в (1), получим дифференциальные уравнения

$$\Omega d_j A_j + w_j A_j' = \lambda(A_j'' - K^2 A_j) - b A_j, \quad (13)$$

$$\Omega B_j + V_j B_j' = D(B_j'' - K^2 B_j) - a B_j$$

с нулевыми граничными условиями при  $x = \pm\infty$ .

Для области 1 решение (13) имеет вид

$$A_1(x) = D_1 \exp(\beta_1 x), \quad B_1 = 0, \quad (14)$$

$$\beta_1 = \frac{w_1 + \sqrt{w_1^2 + 4\lambda(b + d\Omega + \lambda K^2)}}{2\lambda},$$

где знак перед радикалом выбран в соответствии с затуханием возмущений при  $x \rightarrow -\infty$ .

В области 2

$$A_2(x) = D_2 \exp(\beta_1 x) + D_3 \exp(\beta_2 x),$$

$$B_2(x) = D_4 \exp(\beta_3 x) + D_5 \exp(\beta_4 x), \quad (15)$$

$$\beta_2 = \frac{w_1 - \sqrt{w_1^2 + 4\lambda(b + d\Omega + \lambda K^2)}}{2\lambda},$$

$$\beta_j = \frac{v \pm \sqrt{v^2 + 4D(a + \Omega + DK^2)}}{2D}, \quad j = 3, 4.$$

Для области 3

$$A_3(x) \equiv A_2(x), \quad B_3(x) = D_6 \exp(\beta_4 x). \quad (16)$$

В области 4

$$A_4(x) = D_7 \exp(\beta_4 x), \quad B_4(x) \equiv B_3(x). \quad (17)$$

Решение (14)–(17) содержит произвольные постоянные  $D_1, \dots, D_7$ .

### ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Подставляя (12) в граничные условия (2)–(4) и приводя их к безразмерному виду, получим уравнения для определения неизвестных величин  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, D_1, \dots, D_7$ :

$$a_1 \varepsilon_1 + D_1 - D_2 - D_3 = 0,$$

$$a_1 a_2 \varepsilon_1 + \beta_1 D_1 - \beta_1 D_2 - \beta_2 D_3 = 0,$$

$$a_3 \varepsilon_1 + D_4 + D_5 = 0,$$

$$a_3 a_4 \varepsilon_1 + \beta_3 D_4 + \beta_4 D_5 = 0,$$

$$a_5 \varepsilon_1 + a_6 D_1 + a_7 D_2 + a_8 D_3 = 0, \quad (18)$$

$$a_9 \varepsilon_2 + a_{10} D_4 + D_5 - D_6 = 0,$$

$$a_4 a_9 \varepsilon_2 + \beta_4 D_6 + a_{11} D_4 - \beta_4 D_5 = 0,$$

$$a_{12} \varepsilon_3 + a_{13} D_2 + D_3 + D_7 = 0,$$

$$a_2 a_{12} \varepsilon_3 + \beta_1 a_{13} D_2 + \beta_2 D_3 - \beta_2 D_7 = 0,$$

$$a_{14} \varepsilon_3 + a_{15} D_2 + a_{16} D_3 - a_{17} D_7 = 0,$$

$$a_1 = B(\alpha_1 - \alpha_2), \quad a_2 = \alpha_1 + \alpha_2 - \Omega/4,$$

$$a_3 = \frac{\alpha_3 - \alpha_4}{\exp(\alpha_3 Pe) - \exp(\alpha_4 Pe)},$$

$$a_4 = \frac{\alpha_3 + \alpha_4}{\alpha} - \frac{\Omega}{4}, \quad m = \alpha_1 A + \alpha_2 B,$$

$$n = A\alpha_1 \exp(\alpha_1 Pe) + B\alpha_2 \exp(\alpha_2 Pe),$$

$$a_5 = \alpha_1^2 + m(A\alpha_1^2 + B\alpha_2^2) - z_1 \alpha_1(\alpha_1^2 + m^2),$$

$$a_6 = \alpha_1 \beta_1 - z_1(\alpha_1^2 + m^2), \quad a_7 = \beta_1 m,$$

$$a_8 = \beta_2 m, \quad a_9 = a_3 \exp((\alpha_3 - \beta_4) Pe),$$

$$a_{10} = \exp((\beta_3 - \beta_4) Pe), \quad a_{11} = -\beta_3 a_{10},$$

$$a_{12} = A(\alpha_1 - \alpha_2) \exp((\alpha_1 - \beta_2) Pe),$$

$$a_{13} = \exp((\beta_1 - \beta_2) Pe),$$

$$a_{14} = \{n(A\alpha_1^2 \exp(\alpha_1 Pe) + B\alpha_2^2 \exp(\alpha_2 Pe)) -$$

$$\begin{aligned}
& -\alpha_2^3 p^2 - z_2 \alpha_2 (n^2 - \alpha_2^2 p^2) \} \exp(-\beta_3 \text{Pe}), \\
& a_{15} = a_{13} \beta_1 n, \quad a_{16} = \beta_2 n, \\
& a_{17} = z_2 (\alpha_2^2 p - p^{-1} n^2) - \alpha_2 \beta_2 p, \\
& z_1 = \Theta_b \frac{d \ln \Phi_5}{dT_b}, \quad z_2 = \Theta_c \frac{d \ln \Phi_2}{dT_e}, \\
& \alpha_i = \frac{w_1 \pm \sqrt{w_1^2 + b}}{2}, \quad i = 1, 2; \\
& \alpha_j = \frac{v \pm \sqrt{v^2 + bL}}{2}, \quad j = 3, 4, \\
& P = \frac{1 - \bar{q} \exp(\alpha_2 \text{Pe})}{\exp(\alpha_1 \text{Pe}) - \bar{q}}, \\
& \bar{q} = q \frac{v \rho_1 \varphi_1}{\rho_2 \varphi_2} \exp\left(\frac{-\alpha_3 \gamma \text{Pe}}{L}\right), \quad \gamma = \frac{1}{s}, \\
& A = \frac{P - \exp(\alpha_2 \text{Pe})}{\exp(\alpha_1 \text{Pe}) - \exp(\alpha_2 \text{Pe})}, \\
& B = \frac{\exp(\alpha_1 \text{Pe}) - P}{\exp(\alpha_1 \text{Pe}) - \exp(\alpha_2 \text{Pe})}.
\end{aligned}$$

Здесь и ниже  $\text{Pe} = \rho_5 c_{p,5} \omega l / \lambda$  — число Пекле,  $L = \rho_5 c_{p,5} D / \lambda$  — число Льюиса; безразмерные величины:  $K = 2K\lambda / \rho_5 c_{p,5} \omega$  — волновое число,  $\bar{u} = u / \omega$  — скорость ветра,  $q = q_5 / q_2$  — отношение тепловых эффектов,  $p = \Theta_e / \Theta_b$  — отношение температур,  $d = 1 + \sum_{i=1}^4 \rho_i c_{p,i} \varphi_i / \rho_5 c_{p,5}$  — суммарная объемная теплоемкость,  $\bar{b} = 4b\lambda / \rho_5 c_{p,5} \omega^2$  — коэффициент теплоотдачи,  $\bar{\Omega} = 4\Omega\lambda / \rho_5 c_{p,5} \omega^2$  — частота возмущений. При записи формул (18) и на рис. 2–4 черта над безразмерными переменными опущена.

Условие нетривиальной разрешимости (18) приводит к уравнению для определения частоты возмущений:

$$\begin{aligned}
& a_1 a_{12} (a_6 + a_7) (\beta_1 - a_2) (\beta_2 - a_2) (a_{16} + a_{17}) - \\
& - \{ a_1 [a_8 (\beta_1 - a_2) + a_6 (\beta_2 - a_2)] + a_5 (\beta_1 - \beta_2) \} \times \\
& \times \{ a_2 a_{15} (\beta_2 - a_2) + a_{13} a_{14} (\beta_1 - \beta_2) + \\
& + a_{12} a_{13} a_{17} (\beta_4 - a_2) \} = 0. \quad (19)
\end{aligned}$$

#### ИССЛЕДОВАНИЕ АПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА ПОЖАРА

Анализ уравнения (19) и результаты работ [3–5] показывают, что один из основных безразмерных критериев задачи — суммарная объемная теплоемкость  $d$ . При фиксированном

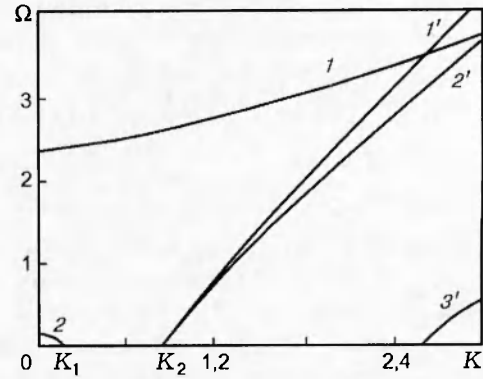


Рис. 2. Зависимость частоты возмущений от волнового числа:

$\text{Pe} = 7$ ,  $u = 1, 3$ ,  $b = 0,005$ ,  $\bar{q} = 2$ ,  $z_1 = 3$ ,  $z_2 = 2$ ;  $d = 1,20$  ( $1'$ ),  $1,26$  ( $2'$ ),  $1,35$  ( $3'$ ); кривые, обозначенные цифрой без штриха и со штрихом, — положительные корни уравнения (19), соответствующие зонам горения и испарения

влагосодержания ЛГМ она является линейной функцией запаса ЛГМ  $z_0 = \rho_1 \varphi_1$ . На рис. 2 показана зависимость  $\Omega(K)$  при различных значениях  $d$ .

При сравнительно малом  $z_0$  ( $d < d_1$ , кривые 1,  $1'$ ) существуют два положительных корня уравнения (19):  $\Omega_1$  отвечает зоне горения (кривые, обозначенные цифрой без штриха), а  $\Omega_2$  — зоне испарения (кривые, обозначенные цифрой со штрихом). Видно, что кривая  $\Omega_2(K)$  пересекает ось  $K$  в точке  $K_2$ , следовательно, при  $K < K_2$  пожар устойчив по зоне испарения, но неустойчив по зоне горения для возмущений любой длины волны. Таким образом, кривые 1,  $1'$  соответствуют случаю неустойчивости пожара в целом.

При увеличении запаса ЛГМ ( $d_1 < d < d_2$ , кривые 2,  $2'$ ) появляется точка пересечения  $K_1$  кривой  $\Omega_1(K)$  с осью  $K$ . Это означает, что при  $K > K_1$  фронт пожара устойчив по зоне горения. Таким образом, при  $K_1 < K < K_2$  фронт пожара устойчив в целом. При дальнейшем росте  $z_0$  значение  $K_1$  быстро уменьшается и при  $d = d_2$  обращается в нуль. Начиная с этого значения  $d$  устойчивость фронта пожара в целом определяется только устойчивостью по зоне испарения, причем величина  $K_2$  возрастает с увеличением  $z_0$  (кривая  $3'$ ). Такое поведение корней дисперсного уравнения приводит к тому, что нейтральная кривая в плоскости переменных  $(d, K)$  имеет составной характер. Данная диаграмма устойчивости показана на рис. 3.

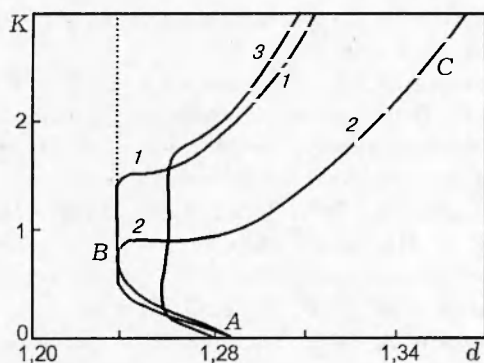


Рис. 3. Диаграмма устойчивости в плоскости переменных  $(d, K)$ :

$b = 0,005, z_1 = 3, u = 1,3, \tilde{q} = 2$ ; 1 —  $Pe = 3, z_2 = 4$ ; 2 —  $Pe = 3, z_2 = 2$ ; 3 —  $Pe = 7, z_2 = 4$

Участок  $AB$  нейтральной кривой 2 соответствует зоне горения, а ветвь  $BC$  — зоне испарения. Область устойчивости находится справа от нейтральной кривой. Длина волны возмущений  $\lambda_b = 2\pi/K$ . Таким образом, при  $d < d_1$  фронт пожара абсолютно неустойчив. При  $d_1 < d < d_2$  устойчивость наблюдается в некотором диапазоне волн  $\lambda_{b,1} < \lambda_b < \lambda_{b,2}$ . В случае  $d > d_2$   $\lambda_{b,2} \rightarrow \infty$  и условие устойчивости принимает вид  $\lambda_b > \lambda_{b,1}$ , причем с ростом  $d$  значение  $\lambda_{b,1}$  быстро уменьшается. Следовательно, реализуется неустойчивость для возмущений с малой длиной волны. Другими словами, коротковолновые возмущения дестабилизируют зону испарения, а для зоны горения наиболее опасны длинноволновые возмущения [4]. Величину  $d_1$  можно рассматривать в качестве нижнего предела распространения пожара по запасу ЛГМ, величина которого найдена ранее в [6–8]. Заметим также, что численные расчеты двумерной краевой задачи [4] показали аномальное распространение фронта пожара (периферийные по ширине выгоревшей зоны леса участки фронта обгоняли центральные) при малом запасе ЛГМ, что приводило к неустойчивости пожара. Увеличение параметра  $z_2$ , определяющего кинетику процесса испарения, расширяет зону устойчивости в области коротковолновых возмущений (кривая 1). Вертикальная штриховая линия на рис. 3 является продолжением ветви  $AB$  нейтральной кривой, соответствующей зоне горения (область устойчивости расположена справа от кривой). Расчеты показали, что при увеличении  $\tilde{q}$  ветвь  $BC$  сдвигается влево и при  $\tilde{q} = 5$  находится целиком слева от указанной нейтральной кривой. Это означает,

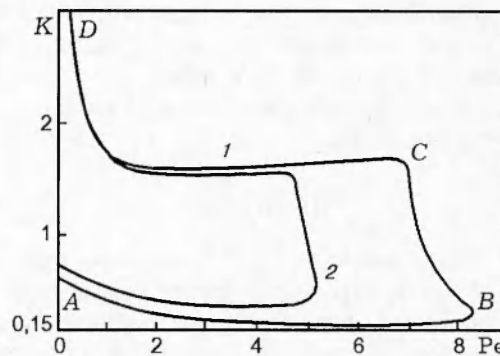


Рис. 4. Нейтральные кривые в плоскости переменных  $(Pe, K)$ :

$Pe = 7, u = 1,3, b = 0,005, q = 2, z_1 = 3, z_2 = 4$ ;  $d = 1,26$  (1),  $1,25$  (2)

что при достаточно больших тепловых эффектах реакции горения устойчивость фронта пожара в целом определяется устойчивостью зоны горения.

Другим существенным параметром задачи является число Пекле, которое, согласно [4], при фиксированном значении  $z$  можно рассматривать как безразмерную скорость ветра. На рис. 4 приведена диаграмма устойчивости для случая  $d_1 < d < d_2$ . Ветвь  $ABC$  нейтральной кривой 1 отвечает зоне горения, а ветвь  $DC$  — зоне испарения, область устойчивости находится внутри кривой 1. Анализ рисунка показывает, что фронт пожара неустойчив для возмущений с большой и малой длинами волн. Устойчивость фронта в целом наблюдается в случае, когда  $\lambda_{b,1} < \lambda_b < \lambda_{b,2}$  и  $Pe_1 < Pe < Pe_2$ , что соответствует нижнему и верхнему пределам распространения пожара по скорости ветра [6–8].

Уменьшение запаса ЛГМ существенно сужает область устойчивости (кривая 2). При  $d > d_2$ , как было сказано выше, устойчивость фронта пожара определяется зоной испарения, нейтральная кривая имеет одну ветвь типа  $DC$  с резко выраженным минимумом.

Полученные результаты согласуются с данными натурных наблюдений крупных верховых пожаров, согласно которым первоначально замкнутый и выпуклый в направлении ветра контур кромки выгоревшей зоны леса при увеличении поперечных размеров сначала искривляется, а затем распадается на отдельные участки, что говорит о неустойчивости горения. Поскольку в реальных условиях появление коротковолновых возмущений маловероят-

но, основной вклад в неустойчивость должны вносить возмущения с большой длиной волны, которые могут возникать лишь в том случае, когда радиус кривизны кромки становится достаточно большим.

### ВЫВОДЫ

1. Исследование устойчивости распространения фронта верхового лесного пожара с использованием более общей по сравнению с [2–5] трехзонной структуры фронта (испарение — пиролиз — горение) подтвердило наличие нижнего предела горения по запасу ЛГМ, а также нижнего и верхнего пределов по скорости ветра.

2. Распространение фронта верхового лесного пожара является неустойчивым для коротковолновых и длинноволновых возмущений. Длинноволновые возмущения дестабилизируют зону горения, а коротковолновые — зону испарения.

3. Обнаруженная численно в [4] неустойчивость пожара является длинноволновой.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
2. Гришин А. М. Математическое моделирование

лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.

3. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Устойчивость распространения фронта лесного пожара // Механика реагирующих сред и ее приложения. Новосибирск: Наука, 1989.
4. Гришин А. М., Зеленский Е. Е., Шевелев С. В. Двумерная неустойчивость фронта верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 7–17.
5. Гришин А. М., Зеленский Е. Е. Устойчивость распространения фронта верхового лесного пожара при конечной скорости межфазного теплообмена // Физическая газодинамика реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1990.
6. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. А. Математическое моделирование процесса распространения верховых лесных пожаров // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269, № 4. С. 822–826.
7. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. Исследование структуры и пределов распространения фронта верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 1. С. 11–21.
8. Гришин А. М. О стационарном распространении фронта верхового лесного пожара // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279, № 3. С. 550–554.
9. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. Устойчивость стационарных волн фильтрационного горения // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 37–49.

*Поступила в редакцию 19/III 1997 г.*