

12. Б. П. Елютин, Б. С. Митин, В. В. Самотейкин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
13. А. Н. Алдушин, В. Н. Блошенко, Б. С. Семплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.
14. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
15. Ю. М. Григорьев.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1976.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОНВЕКТИВНОЙ КОЛОНКИ С ВЕТРОМ НАД ЛИНЕЙНЫМ ПОЖАРОМ В ПОЛИТРОПИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов

(Москва)

В работе [1] изучена аэродинамика конвективной колонки в политропической атмосфере в отсутствие ветра. Показано, что процесс формирования свободновосходящей конвективной струи существенно зависит от начального распределения температуры в окружающей среде. Наличие ветра (его интенсивность и профиль) существенно влияет на структуру движения продуктов и механизм распространения пожара. При этом, согласно [2], могут наблюдаться два режима течения нагретого газа вблизи источника горения: с образованием наклонной конвективной колонки или с ее полным разрушением (режим плюмажа). Реализация той или иной структуры зависит от состояния атмосферы, мощности пожара и поля скорости ветра.

На начальной стадии развитие пожара в присутствии ветра протекает, как правило, без образования конвективной колонки. По мере увеличения мощности источника $Q = \rho_0 c_p \Delta_0 (T_r - T_0)$, обусловленной возрастанием охваченной огнем площади Δ_0 , создаются условия для ее формирования. Момент образования развитой конвективной колонки в поле ветра характеризуется обычно [2—4] резким изменением поведения пожара. Это связано с тем, что в этом случае имеет место подъем горящих элементов на большую высоту и заброс их по ветру на значительные расстояния. При этом впереди фронта основного пожара создаются многочисленные локальные очаги горения, обеспечивающие быстрый захват огнем больших площадей.

Исследуем условия существования конвективной колонки в стратифицированной атмосфере при наличии ветра. Пусть в системе координат $\{x_1, x_2\}$, жестко скрепленной с очагом горения постоянной интенсивности Q , струя нагретых газов обтекается потоком $w = w_0 \varphi(x_1)$, параллельным горизонтальной оси x_2 .

Воспользуемся аналогично [2] приближенным методом сложения функций тока, т. е. предположим, что функция тока ψ суммарного движения после взаимодействия равна сумме функций тока струи ψ_1 и набегающего потока ψ_0 . Используя результат [1] для функции тока ψ_1 движения нагретого газа в колонке, найдем

$$\tilde{\psi} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\psi g}{RT_0 (ng\beta\alpha^2 q)^{1/3}} = -\Lambda_1 \int_0^{\xi} \varphi(\xi) d\xi + \tilde{U} \tilde{\Delta} (1 - s\xi)^{\frac{1-s}{s}} \operatorname{erf}\left(\frac{\xi}{\tilde{\Delta}}\right), \quad (1)$$

где $\xi = gx_1/(RT_0)$, $\zeta = gx_2/(\alpha RT_0)$ — вертикальная и горизонтальная безразмерные координаты (α — коэффициент, определяющий турбу-

лентный обмен); $s = (\gamma - 1)\gamma^{-1}\Gamma$ ($\Gamma = \Gamma/\Gamma_{ад}$ — безразмерный градиент температуры T в политропической атмосфере, $\Gamma = -dT/dx_1$, $\Gamma_{ад} = g/c_p$); $\tilde{U} = U\alpha^{1/3}/(ng\beta q)^{1/3}$ — безразмерная вертикальная скорость на оси струи ($\beta = T_0^{-1}$, $q = Q/\rho_0 c_p$); $\tilde{\Delta} = \Delta g/(\alpha RT_0)$ — безразмерная толщина струи.

Выражения для $\tilde{U}(\xi, s, E)$ и $\tilde{\Delta}(\xi, s, E)$, полученные в [1] из решения общей системы уравнений для свободновосходящей конвективной струи, зависят от величин безразмерных параметров $s = (\gamma - 1)\gamma^{-1}\Gamma$ и

$$E = \gamma/(\gamma - 1) \cdot \sqrt{n^2 + 2}/n \cdot g/c_p \cdot (RT_0/g)^2 (\alpha^2 ng\beta/q^2)^{1/3}.$$

Из (1) видно, что в общем случае структура течения над пожаром в поле ветра определяется тремя параметрами: s , E и

$$\Lambda_1 = 2/\sqrt{\pi} \cdot \omega_0/(\alpha^2 ng\beta q)^{1/3}. \quad (2)$$

Безразмерный комплекс Λ_1 связан с аналогичной величиной $\Lambda_0 = \omega_0(g\beta q)^{-1/3}(a_1 A_1)^{-1}$, полученной для однородной изотермической окружающей среды [2], соотношением

$$\Lambda_1 = 2/\sqrt{\pi} \cdot a_1 A_1/\alpha^{2/3} n^{1/3} \cdot \Lambda_0. \quad (3)$$

При разумном значении числа Прандтля $Pr = 0,72$, как следует из [1, 2], имеют место зависимости: $A_1 = 2,53L^{2/3}$, $a_1 = 1,006L^{-2/3}$, $\alpha = 1,52L^{2/3}$, $n = 1,43$ (L — коэффициент турбулентного обмена в теории Прандтля), откуда следует, что $\Lambda_1 = 1,92\Lambda_0$ и не зависит от L .

В формулах (2) и (3) $\omega_0 = \omega_b - \omega_n$ (ω_b — скорость ветра, ω_n — скорость перемещения очага горения), когда ветер дует в сторону пространства и $\omega_0 = \omega_b + \omega_n$ при встречном ветре.

Рассмотрим случай постоянной по высоте интенсивности ветра ($\varphi(\xi) = 1,0$). Из (1) следует

$$\tilde{\psi} = -\Lambda_1 \xi + \tilde{U} \tilde{\Delta} (1 - s\xi)^{(1-s)/s} \operatorname{erf}(\xi/\tilde{\Delta}), \quad (4)$$

откуда для нулевой линии тока $\tilde{\psi} = 0$ имеем

$$\tilde{U} \tilde{\Delta} \xi^{-1} (1 - s\xi)^{(1-s)/s} / \operatorname{erf}(\xi/\tilde{\Delta}) = \Lambda_1. \quad (5)$$

Анализ показывает, что при $\Lambda_1 \geq 1$ для любых s и E решение уравнения (5) не существует ни при каких значениях $\xi \leq 1,0$. (При $\xi > 1,0$ политропическая модель среды с монотонным изменением температуры по высоте не отражает реальных свойств атмосферы, связанных с наличием мощного инверсионного слоя на высотах порядка 10 км. Поэтому в дальнейшей области $\xi \geq 1,0$ не рассматривается.) Физически отсутствие решения (5) соответствует полному разрушению ветром конвективной колонки нагретых газов под пожаром и образованию плюмажа дыма.

В области, где $\Lambda_1 < 1,0$, возможны два режима струйного течения: когда нулевая линия тока струи $\tilde{\psi} = 0$ при $\xi < 1,0$ асимптотически (при $\xi \rightarrow \infty$) стремится к некоторому предельному значению ξ_* или когда такого предела не существует. Первый случай описывает режим движения со сломом колонки на высоте ξ (Λ_1 , E , s), второй — наклон ее по ветру.

На рис. 1 приведено асимптотическое решение уравнения (5) (для $\xi \rightarrow \infty$). Видно, что для известной величины Λ_1 из (2) высота срыва колонки ξ_* увеличивается с ростом градиента температуры в атмосфере s и уменьшением E ($E \sim Q^{-2/3}$).

На основе сказанного выше можно в общих чертах проследить картину движения продуктов над очагом горения по мере развития пожара

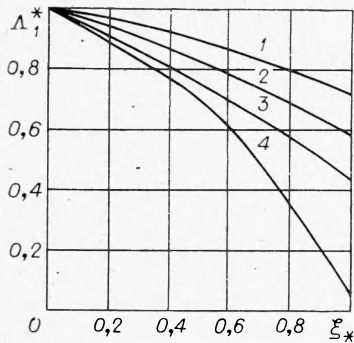


Рис. 1. Высота срыва конвективной колонки ξ_* в зависимости от параметра λ_1^* .

1 — $s = (\gamma - 1)\gamma^{-1} = 0,286$; 2 — $E = 4$, $s = -0,2$; 3 — $E = 12$, $s = -0,2$; 4 — $E = 24$, $s = -0,2$.

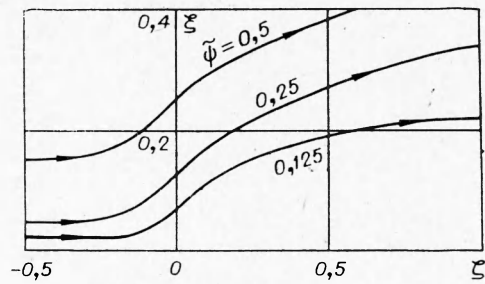


Рис. 2. Картина линий тока при взаимодействии пожара с ветром постоянной интенсивности. Режим с плюмажем дыма перед фронтом; $\Lambda_1 = 2$; $s = 0,286$.

в поле ветра. В начальной фазе развития интенсивность пожара Q мала и параметр $\Lambda_1 \sim Q^{-1/3}$ больше критического $\Lambda_1 > \Lambda_1^* = 1,0$. При этом конвективная колонка отсутствует, а продукты горения стелются по поверхности земли перед фронтом пожара, затрудняя приток окислителя в зону горения (рис. 2). С увеличением площади, охваченной огнем, интенсивность тепловыделения растет, что приводит к уменьшению Λ_1 и E и к постепенному образованию восходящего струйного течения. Для примера на рис. 3 приведены картины линий тока в атмосфере, характеризующейся адиабатическим распределением температуры по высоте (при этом $s = (\gamma - 1)\gamma^{-1} = 0,286$ и решение не зависит от E [1]). Рис. 4 дает представление об изменении картины течения вблизи пожара в среде с растущей по высоте начальной температурой T ($s = -0,2$).

Сравнение рис. 4, а и 3, а показывает, что наличие температурной инверсии в атмосфере затрудняет образование конвективной колонки. Рис. 4, б построен для $\Lambda_1 = 0,5$ и $E = 4$, что соответствует возросшей примерно в 5 раз по сравнению с рис. 4, а интенсивности тепловыделения Q (так как $\Lambda \sim Q^{-1/3}$, а $E \sim Q^{-2/3}$, то $\Lambda_2/\Lambda_1 \sim (Q_1/Q_2)^{1/3}$ и $E_2/E_1 \sim (\Lambda_2/\Lambda_1)^2$).

Таким образом, уменьшение запаса конвективной устойчивости атмосферы (падение начальной температуры с высотой — рост величины s) и увеличение мощности Q пожара при неизменном ветре w_0 (умень-

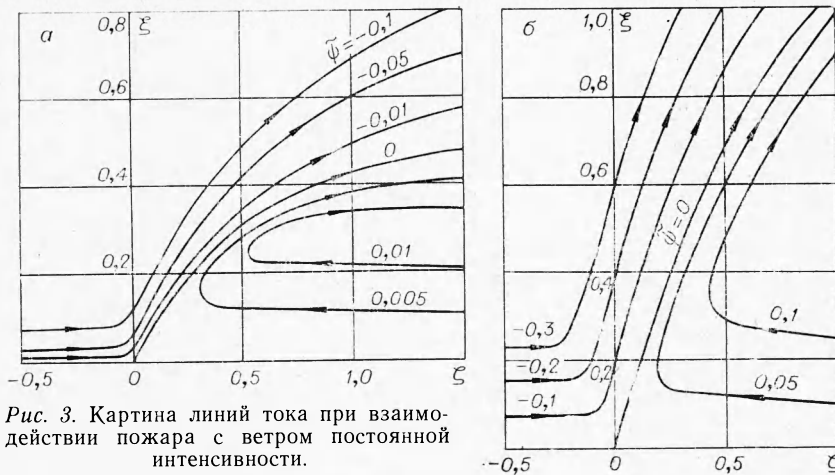


Рис. 3. Картина линий тока при взаимодействии пожара с ветром постоянной интенсивности.

а) асимптотическая высота слома колонки $\xi = 0,5$, $\Lambda_1 = 0,9$; б) слома колонки нет, $\Lambda_1 = 0,5$.

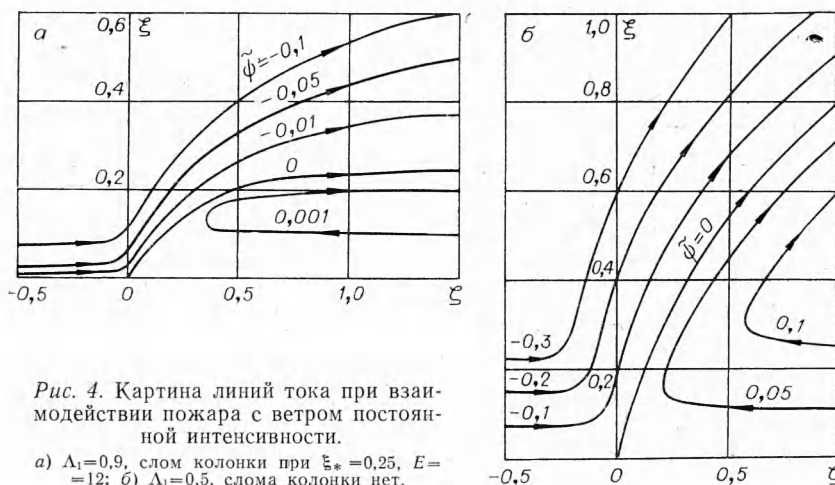


Рис. 4. Картина линий тока при взаимодействии пожара с ветром постоянной интенсивности.

а) $\Lambda_1=0,9$, слом колонки при $\xi_*=0,25$, $E=12$; б) $\Lambda_1=0,5$, слом колонки нет.

шение Λ_1 и E) способствуют формированию колонки. При этом для достаточно мощных пожаров становится возможным «взрывной» механизм распространения, связанный с опережающим забросом горящих элементов и образованием локальных очагов перед основным фронтом [3, 4].

Поступила в редакцию
8/II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. ФГВ, 1978, 14, 3.
2. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. ФГВ, 1977, 13, 5.
3. K. Davis, G. Вугат, W. Krumm. Forest Fire: Control and Use. Mc. Grow-Hill. N. Y.—Toronto. London, 1959.
4. Возникновение лесных пожаров. Сборник. М., «Наука», 1964.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ ТАНТАЛА С УГЛЕРОДОМ

В. М. Шкиро, Г. А. Нерсисян, И. П. Боровинская
(Черноголовка)

Экспериментальное и теоретическое исследование закономерностей горения металлов с неметаллами представляет большой интерес в связи с развитием работ по самораспространяющемуся высокотемпературному синтезу тугоплавких соединений [1], имеющих большое практическое значение.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению закономерностей горения порошкообразных смесей тантала с углеродом. Система тантал — углерод относится к классу «безгазовых» систем [2], горящих по твердофазному механизму (рассчитанные адиабатические температуры горения этой системы ниже температур плавления исходных реагентов и конечных продуктов [3]). При горении системы наблюдаются режимы так называемого автоколебательного горения, предсказанного теоретически [4] и осуществленного экспериментально на системах: Nb+2C, Ta+C, Ta+2C, Mo+C, Hf+C, Hf+2C, Ti+C [5—7]. В процессе возможно протекание двух последовательных реак-