

КОНВЕКТИВНАЯ КОЛОНКА НАД ЛИНЕЙНЫМ ПОЖАРОМ В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов

Пожар большой интенсивности вносит значительные возмущения в окружающую атмосферу. Для изучения аэродинамики таких возмущений пожар можно рассматривать как конечный источник массы горячих продуктов. Обычно скорость оттока газа из зоны горения составляет несколько метров в секунду, температура газа — около тысячи градусов.

Общая картина движения среды вблизи пожара, определяющая характер его развития и физические последствия, зависит от взаимодействия поднимающихся в поле силы тяжести нагретых газов с окружающей атмосферой. Наиболее существенное значение при этом имеют следующие факторы [1, 2]: масштаб и интенсивность турбулентного обмена продуктов с холодным воздухом, наличие ветра и его вертикальный и горизонтальный профили, начальное распределение температуры по высоте атмосферы.

В отсутствие ветра продукты горения под действием силы Архимеда поднимаются вверх, образуя над очагом вертикальную струю нагретых газов. Турбулентное взаимодействие с окружающим воздухом обеспечивает постепенное вовлечение в струю холодного воздуха, ее расширение, снижение температуры и скорости подъема с высотой. Такой восходящий над пожаром поток нагретых газов принято называть конвективной колонкой.

Процесс формирования конвективной колонки в значительной мере зависит от начального распределения температуры по высоте атмосферы. Падение температуры с удалением от поверхности земли способствует росту колонки до более высоких слоев, так как подъемная сила, действующая на нагретый газ, в этом случае больше, чем в изотермической окружающей среде. Наоборот, увеличение начальной температуры воздуха с высотой приводит к ухудшению условий образования развитой конвективной колонки. В реальной ситуации предельная высота подъема продуктов над пожаром заданной интенсивности в спокойной атмосфере определяется положением уровней температурных инверсий (слоев, в которых обычное снижение температуры с высотой заменяется ее повышением) и глубиной изменения в них градиента температуры. Такие слои существуют на разных высотах и их состояние зависит от общей метеорологической обстановки [3].

Другой важный параметр окружающей среды, влияющий на аэродинамику пожара, — интенсивность и профиль ветра. Ветер отклоняет нагретую струю газа от вертикали и при некоторой критической его скорости приводит к полному разрушению конвективной колонки. При этом продукты горения движутся преимущественно в горизонтальном направлении, образуя плюмаж дыма, стелющийся вдоль поверхности [1, 2]. Реализация того или другого режима движения газа вблизи очага горения (конвективная колонка или плюмаж) при прочих равных условиях зависит от соотношения между интенсивностью пожара и скоростью ветра.

Обычно начало развития пожара с ветром протекает без образования конвективной колонки. По мере увеличения площади горения и интенсивности суммарного тепломассовыделения во времени создаются условия для ее формирования. Момент возникновения развитой конвективной колонки при наличии ветра связан, как известно из опыта [1, 2], с резким изменением характера поведения пожара. В такой ситуации имеет место подъем горящих элементов на значительную вы-

соту и их заброс по ветру на большие расстояния, что приводит к появлению локальных очагов перед фронтом основного пожара. Подобное явление порождает качественно новый механизм распространения, обеспечивающий быстрый захват огнем больших площадей (так называемый «взрывной» тип пожара [1, 2]).

Для выяснения условий возникновения и существования развитой конвективной колонки исследуем взаимодействие турбулентной струи нагретых газов с ветром.

Рассмотрим плоское движение газа над стационарным линейным пожаром в неподвижной среде. Общие уравнения турбулентного течения в конвективном приближении имеют вид:

$$\begin{aligned} u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_1} - \frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{u_1'})^2 - \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_1' u_2'}) + \beta g (T - T_0), \\ u_1 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_2} - \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_2'})^2 - \frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{u_1' u_2'}), \\ u_1 \frac{\partial T}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial T}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{u_1' T'}) - \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_2' T'}), \\ u_1 \frac{\partial c_i}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial c_i}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{u_1' c_i'}) - \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_2' c_i'}), \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x_1 и x_2 — вертикальная и горизонтальная координаты, u_1, u_1' и u_2, u_2' — осредненные и пульсационные составляющие скорости вдоль x_1 и x_2 , T, T' и c_i, c_i' — осредненные и пульсационные температура и безразмерная массовая концентрация i -го компонента примеси, p — отклонение среднего давления в струе от гидростатического давления $p_0(x_1)$ в атмосфере, g — ускорение силы тяжести.

При написании (1) приняты следующие допущения:

а) p_0 в атмосфере меняется с высотой согласно уравнению $\partial p_0 / \partial x_1 = -\rho_0 g$;

б) разогрев газа на основном участке струи слабый, т. е. $\rho = \rho_0 [1 - \beta (T - T_0)]$, где $\beta = -\partial \ln \rho / \partial T = \text{const}$;

в) атмосфера однородна ($\rho_0 = \text{const}$) и изотермична ($T_0 = \text{const}$).

Используя обычное в теории свободных турбулентных струй приближение пограничного слоя (характерный вертикальный размер струи много больше ее ширины, изменение давления по длине струи соответствует $p_0(x_1)$ и влияние молекулярной вязкости пренебрежимо мало), сведем (1) к виду

$$\begin{aligned} u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_1' u_2'}) + \beta g (T - T_0), \\ \frac{\partial}{\partial x_2} (p + \rho_0 (\overline{u_2'})^2) &= 0, \\ u_1 \frac{\partial T}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial T}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_2' T'}), \\ u_1 \frac{\partial c_i}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial c_i}{\partial x_2} &= -\frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u_2' c_i'}), \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Для связи величин турбулентного трения, переноса тепла и вещества с осредненными параметрами потока воспользуемся первой гипотезой Прандтля [4], согласно которой

$$-\overline{u_1' u_2'} = E \cdot \partial u_1 / \partial x_2, \quad -\overline{u_2' c_i'} = E (\partial c_i / \partial x_2) / Sc, \quad -\overline{u_2' T'} = E (\partial T / \partial x_2) / Pr,$$

где турбулентная вязкость $E = l^2 |\partial u_1 / \partial x_2|$, а характерная длина смешения $l = Lx_1$ (L — константа турбулентного обмена, имеющая порядок величины $\sim 10^{-2}$; $Pr = E/D_r$ и $Sc = E/D_c$ — числа Прандтля и Шмидта, принимаемые в дальнейшем постоянными). Тогда

$$\begin{aligned} u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} &= L^2 x_1^2 \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\left| \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right| \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) + g\beta (T - T_0), \\ u_1 \frac{\partial T}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial T}{\partial x_2} &= \frac{L^2 x_1^2}{Pr} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\left| \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right| \frac{\partial T}{\partial x_2} \right), \\ u_1 \frac{\partial c_i}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial c_i}{\partial x_2} - \frac{L^2 x_1^2}{Sc} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\left| \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right| \frac{\partial c_i}{\partial x_2} \right), & \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение для изменения давления поперек струи из (2) не может быть решено без детализации механизмов турбулентности и потому в (3) не рассматривается. Из того, что $p = p_0(x_1) - \int \rho_0 (\overline{u_2'})^2 dx_2$, следует лишь качественный вывод о понижении давления в области смешения.

Проинтегрировав (3) поперек струи от 0 до $+\infty$ (из-за симметрии задачи рассматривается течение только в области $x_2 \geq 0$) с учетом уравнения неразрывности и граничных условий, получим интегральные законы изменения импульса, потоков тепла и i -го компонента химического состава продуктов горения

$$\rho_0 c_p \int_0^\infty u_1 (T - T_0) dx_2 = Q_0, \quad (4)$$

$$\rho_0 \int_0^\infty u_1 (c_i - c_{i0}) dx_2 = P_{i0}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \int_0^\infty u_1^2 dx_2 = \beta g \int_0^\infty (T - T_0) dx_2. \quad (6)$$

Согласно (4), поток тепла в конвективной струе над линейным пожаром конечного размера сохраняется постоянным и равным по порядку величины его значению над зоной горения $Q_0 \sim \rho_0 c_p u_0 (T_m - T_0) \Delta_0$, где u_0 и T_m — скорость оттока и температура продуктов, Δ_0 — полуширина зоны. Из (5) видно, что аналогичный закон сохраняется для потока безразмерной массовой концентрации любого химического компонента продуктов горения (c_{i0} — концентрация компонента в окружающей атмосфере). Для нахождения концентрации вещества, отсутствующего в начальном составе продуктов в (5), нужно положить $P_{i0} = 0$. В восходящей струе нагретых газов, как это следует из (6), импульс струи не остается постоянным. Импульс струи I увеличивается с высотой за счет действия подъемной силы от своего начального значения $I_0 \sim \rho_0 u_0^2 \Delta_0$ на величину $\Delta I \sim \rho_0 \beta g \Delta_0 x_1 (T_m - T_0)$.

На достаточно большом удалении от зоны горения влияние I_0 становится несущественным. Это реализуется при

$$\frac{\Delta I}{I_0} \sim \frac{\beta g x_1 (T_m - T_0)}{u_0^2} = \text{const} \frac{Q_0 \rho_0 c_p x_1}{c_p \rho_0 \Delta_0 u_0^3} \gg 1, \quad \frac{x_1}{\Delta_0} \gg \frac{c_p \rho_0 u_0^3}{\beta g Q_0}.$$

Вводя в рассмотрение параметр Фруда

$$Fr = \frac{u_0^3 c_p \rho_0}{\beta g Q_0} = \text{const} \frac{u_0^2}{g \beta \Delta_0 (T_m - T_0)},$$

запишем условие возможности пренебрежения начальным импульсом

$$x_1 / \Delta_0 \gg Fr. \quad (7)$$

При выполнении (7) ширина струи становится много больше размера $2\Delta_0$ источника, а распределение импульса, скоростей, температуры и концентраций перестает зависеть от их начальных профилей — вырабатывается автомодельный режим течения, определяемый значением сохраняющегося интеграла Q_0 . Профили температуры и концентрации продуктов в любом поперечном сечении такой струи подобны $(T-T_0)/(c_i-c_{i0}) = Q_0/(P_{i0}c_p)$.

Анализ соотношения размерностей входящих в задачу величин показывает, что решение (4) — (5) при выполнении (7) следует искать среди функций

$$u_{1,2} = \left(\frac{\beta g Q_0}{c_p \rho_0}\right)^{1/3} f_{1,2}(\xi), \quad T - T_0 = \left(\frac{Q_0}{c_p \rho_0}\right)^{2/3} (\beta g)^{-1/3} \frac{1}{x_1} f_3(\xi),$$

$$c_i - c_{i0} = \frac{P_{i0}}{\rho_0} \left(\frac{c_p \rho_0}{\beta g Q_0}\right)^{1/3} \frac{1}{x_1} f_4(\xi), \quad \xi = x_2/x_1 \quad (8)$$

(в дальнейшем под c_i подразумевается только концентрация компонентов продуктов горения). Подобный вид размерных коэффициентов при автомодельных функциях $f_j(x_2/x_1)$ без полного решения задачи был предложен в [5].

Подставляя (8) в основные уравнения (3) и в интегралы (4), (5), получим

$$f_2 f_1' - f_1 f_1' \xi - f_3 - 2L^2 f_1' f_1'' = 0, \quad (9)$$

$$z_3(\xi) \equiv f_2 f_3' - f_1 f_3 - \xi f_1 f_3' - L^2 (f_1 f_3')' / Pr = 0,$$

$$z_4(\xi) \equiv f_2 f_4' - f_1 f_4 - \xi f_1 f_4' - L^2 (f_1 f_4')' / Sc = 0,$$

$$\xi f_1' - f_2' = 0,$$

$$\int_0^\infty f_1 f_3 d\xi = 1, \quad \int_0^\infty f_1 f_4 d\xi = 1.$$

Граничные условия к (9)

$$f_2 = f_{1,2,3,4}' = 0 \text{ при } \xi = 0; \quad f_{1,3,4} = f_{1,2,3,4}' = 0 \text{ при } \xi \rightarrow \infty.$$

Нахождение приближенного решения проведем методом Галеркина. Рассмотрим восходящий поток внутри пограничных слоев (динамического, теплового и диффузионного) с определяемыми из последующего анализа характерными толщинами A_1, A_3, A_4 . За пределами динамического пограничного слоя движение предполагается потенциальным. Граничные условия задачи

$$f_2 = f_{1,2,3,4}' = 0 \text{ при } \xi = 0, \quad f_1 = f_1' = 0 \text{ при } \xi = A_1,$$

$$f_3 = f_3' = 0 \text{ при } \xi = A_3, \quad f_4 = f_4' = 0 \text{ при } \xi = A_4, \quad (10)$$

а интегралы сохранения из (9) примут вид

$$\int_0^{A_3} f_1 f_3 d\xi = 1, \quad \int_0^{A_4} f_1 f_4 d\xi = 1. \quad (11)$$

Найдем решение f_j среди функций

$$f_1 = a_1 (1 - \xi^2/A_1^2)^2, \quad f_2 = -4a_1 \xi^3 (5 - 3\xi^2/A_1^2) (15A_1^2)^{-1}, \quad (12)$$

$$f_3 = a_3 (1 - \xi^2/A_3^2)^2, \quad f_4 = a_4 (1 - \xi^2/A_4^2)^2,$$

удовлетворяющих граничным условиям (10) и уравнению неразрывности из (9). Здесь $A_{1,3,4}$ и $a_{1,3,4}$ — подлежащие определению постоянные, для нахождения которых помимо (11) необходимо иметь еще четы-

ре дополнительных условия. В соответствии с выбранным методом решения составим для них моментные соотношения

$$\int_0^{A_1} \xi^2 (f_2 f_1' - f_1 f_1' \xi - 2L^2 f_1' f_1'') d\xi - \int_0^{A_3} \xi^2 f_3 d\xi = 0,$$

$$\int_0^{A_1} \xi^3 (f_2 f_1' - f_1 f_1' \xi - 2L^2 f_1' f_1'') d\xi - \int_0^{A_3} \xi^3 f_3 d\xi = 0,$$

$$\int_0^{A_3} \xi^2 z_3(\xi) d\xi = 0, \quad \int_0^{A_4} \xi^2 z_4(\xi) d\xi = 0.$$

Подставляя сюда и в (11) выражения для f_i из (12) и выполняя интегрирование, получим

$$\begin{aligned} -0,076a_3 A_3^3 + 0,156a_1^2 A_1^3 - 1,312L^2 a_1^2 &= 0, \\ -0,042a_3 A_3^4 + 0,117a_1^2 A_1^4 - 1,217L^2 a_1^2 A_1 &= 0, \\ -1,333L^2 (2k^2 - k^4)/Pr + A_3^3 (0,152 - 0,035k^2 - 0,006k^4) &= 0, \\ k &= A_3/A_1, \\ -1,333L^2 (2l^2 - l^4)/Sc + A_4^3 (0,152 - 0,035l^2 - 0,006l^4) &= 0, \\ l &= A_4/A_1, \\ a_1 a_3 A_3 (0,534 - 0,152 k^2 + 0,025 k^4) &= 1, \\ a_1 a_4 A_4 (0,534 - 0,152 l^2 + 0,025 l^4) &= 1. \end{aligned}$$

После алгебраических преобразований для последовательного нахождения k , A_1 , A_3 , l , A_4 и a_1 имеем

$$\begin{aligned} -1,333(2 - k^2)(0,156k - 0,212) + k Pr(1,312k - 2,203) \times \\ \times (0,152 - 0,035k^2 - 0,006k^4) = 0, \\ A_1^3 = 8,41L^2(k - 1,679)/(k - 1,359), \quad A_3 = kA_1, \\ -1,333L^2(2 - l^2) + A_4^3 l Sc(0,152 - 0,035l^2 - 0,006l^4) = 0, \\ A_4 = lA_1, \\ a_1^3 = 0,912k^2 A_1^2 / (A_1^3 - 8,41L^2)(1 - 0,285k^2 + 0,047k^4). \end{aligned}$$

Величины a_3 и a_4 определяются из двух последних выражений предыдущей системы уравнений.

Анализ показывает, что толщины динамического, теплового и диффузионного слоев одинаково зависят от интенсивности турбулентного обмена $A_{1,3,4} \sim L^{2/3}$, а амплитуды продольной скорости, температуры и концентрации различны: $a_1 \sim L^{-2/9}$, $a_{3,4} \sim L^{-4/9}$. Коэффициенты k и l зависят только от чисел Прандтля и Шмидта. В результате конкретного расчета для $Pr=0,72$, $Sc=0,5$ получим:

$$\begin{aligned} k &= 1,013, \quad l = 1,145, \quad A_1 = 2,53 L^{2/3}, \quad A_3 = 2,563 L^{2/3}, \\ A_4 &= 2,897 L^{2/3}, \quad a_1 = 1,006 \cdot L^{-2/9}, \quad a_3 = 0,961 \cdot L^{-4/9}, \\ a_4 &= 0,906 \cdot L^{-4/9}, \\ (A_1 &= 0,116, \quad A_3 = 0,118, \quad A_4 = 0,134 \text{ при } L = 10^{-2}). \end{aligned} \tag{13}$$

Автомодельные профили безразмерных скоростей и концентраций по сечению струи представлены на рис. 1. Распределение температуры практически совпадает с распределением продольной скорости из-за

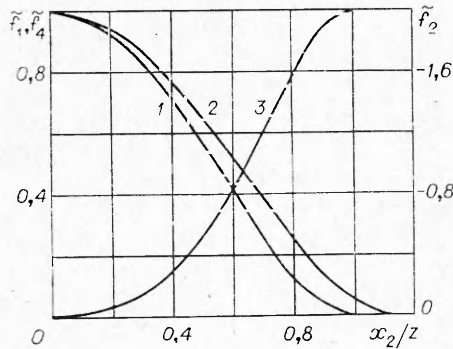


Рис. 1. Безразмерные автомодельные профили продольной скорости $\tilde{f}_1 = f_1/a_1$ (1), концентрации $\tilde{f}_4 = f_4/a_4$ (2) и поперечной скорости $\tilde{f}_2 = 15f_2/(4a_1A_1)$ (3) в зависимости от x_2/z .

слабого различия в толщинах динамического A_1 и теплового A_3 слоев, а толщина диффузионного слоя заметно больше A_1 .

Таким образом, приближенное решение автомодельной задачи (9) описывается формулами (8), (12),

(13). Имея его аналитические выражения, уточним условие (7) для оценки высоты, начиная с которой конвективную колонку над пожаром конечного размера можно рассматривать как автомодельную свободно восходящую струю нагретого газа. Так как текущее значение импульса I на высоте x_1 равно $\rho_0 x_1 (Q_0 \beta g / c_p \rho_0)^{-1/3} a_1^2 \int f_1 d\xi$, то условие $I/I_0 \gg 1$ примет вид

$$x_1/\Delta_0 \gg L^{-2/9} Fr^{2/3}, \quad Fr = u_0^3 c_p \rho_0 / (Q_0 g \beta). \quad (14)$$

Например, для пожара с $Q_0 = 2 \cdot 10^5$ ккал/(м·с) и $u_0 = 5$ м/с $Fr \approx 0,25$. Принимая значение коэффициента турбулентного обмена $L \approx 10^{-2}$, получим $x_1/\Delta_0 \gg 3$. Таким образом, на расстоянии порядка размера очага горения струя приобретает автомодельный характер.

Для дальнейшего необходимо найти функцию тока течения в конвективной колонке

$$\begin{aligned} \tilde{\psi} &= \psi/a_1 (c_p \rho_0 / Q_0 g \beta)^{1/3} = z \zeta (1 - 2\zeta^2/3 + \zeta^4/5), \\ z &= x_1 A_1, \quad \zeta = x_2/z. \end{aligned}$$

В принятых переменных скорости газа имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{u}_1 &= u_1/a_1 \cdot (c_p \rho_0 / Q_0 g \beta)^{1/3} = \partial \tilde{\psi} / \partial x_2 = (1 - \zeta^2)^2, \\ \tilde{u}_2 &= u_2/a_1 \cdot (c_p \rho_0 / Q_0 g \beta)^{1/3} = -A_1 \cdot \partial \tilde{\psi} / \partial z = -4/15 \cdot A_1 \zeta^3 (5 - 3\zeta^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Рассмотрим взаимодействие течения от пожара с полем ветра. Воспользуемся приближенным способом [6]. Если известны функции тока струи ψ_1 и набегающего потока ψ_0 , то функцию тока для течения, образовавшегося в результате их взаимодействия, в первом приближении можно получить сложением $\psi = \psi_0 + \psi_1$. Это справедливо для потенциальных потоков и с некоторой погрешностью применимо для случая турбулентных свободных струй. Поле ветра считаем потенциальным. Тогда возможность использования описанного метода ограничивается степенью отклонения движения в струе от потенциального (интенсивностью завихренности). Приведем оценки. Интенсивность вихря в плоском течении $\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2}$. Для автомодельной струи, воспользовавшись (15), найдем

$$\omega = 4 \left(\frac{Q_0 g \beta}{c_p \rho_0} \right)^{1/3} \cdot \frac{a_1}{x_1 A_1} \zeta (\zeta^2 - 1) (1 + A_1^2 \zeta).$$

Видно, что завихренность равна нулю на оси и на границе ($\zeta = 1$) струи, а ее максимальное значение обратно пропорционально высоте подъема потока. С увеличением x_1 погрешность квазипотенциального приближения уменьшается и сложение функций тока будет давать правильную

Рис. 2. Линии тока при взаимодействии очага с ветром постоянной интенсивности; режим конвективной колонки ($\Lambda = 0,3 < \Lambda_*$). Штриховыми линиями ограничена зона взаимодействия.

качественную картину движения на достаточно больших удалениях от источника.

Пусть в системе координат с неподвижным очагом горения интенсивности Q_0 , расположенным в точке $x_2 = x_1 = 0$, струя нагретого газа обтекается потоком, параллельным оси $+x_2$, с вертикальным профилем $w = w_0 \varphi(x_1)$, где w_0 — характерная скорость. Тогда общая функция тока для течения в области взаимодействия $-1 \leq \xi \leq 1$ имеет вид

$$\tilde{\Psi} = -\Lambda \int_0^z \varphi(z) dz + z \xi \left(1 - \frac{2}{3} \xi^2 + \frac{\xi^4}{5} \right), \quad \Lambda = \frac{w_0}{a_1 A_1} \left(\frac{c_p \rho_0 Q_0}{g_0 \sigma_0 P} \right)^{1/3}, \quad (16)$$

а вне ее при $-1 \geq \xi \geq 1$

$$\tilde{\Psi} = -\Lambda \int_0^z \varphi(z) dz \mp \frac{8}{15} z. \quad (17)$$

Из (16), (17) видно, что комплекс Λ — единственный параметр, определяющий структуру движения при взаимодействии пожара с потоком заданного профиля. Величина w_0 равна $w_0 = w_1 - w_2$ (w_1 — скорость ветра, w_2 — скорость перемещения очага горения) для случая, когда ветер дует в сторону распространения, и $w_0 = w_1 + w_2$ при встречном ветре.

Для потока с постоянной по высоте скоростью w_0 ($\varphi(z) = 1$) (16) и (17) примут форму

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi} &= -\Lambda z + z \xi \left(1 - \frac{2}{3} \xi^2 + \frac{\xi^4}{5} \right), \quad -1 \leq \xi \leq 1, \\ \tilde{\Psi} &= -\Lambda z \mp \frac{8}{15} z, \quad -1 \geq \xi \geq 1. \end{aligned} \quad (18)$$

На рис. 2 построены линии тока для случая $\Lambda = 0,3$. Движение газа над источником сохраняет преимущественно вертикальное направление (режим конвективной колонки), хотя (колонка в отсутствие ветра, $\Lambda = 0$) виден наклон струи по ветру. Угол наклона осевой линии ($\psi = 0$) определяется уравнением $\Lambda = \xi_0 \left(1 - 2\xi_0^2/3 + \xi_0^4/5 \right)$, решение которого представлено на рис. 3.

С ростом интенсивности ветра (Λ) происходит увеличение наклона струи, которое, как можно видеть из (18), сопровождается постепенным уменьшением абсолютного значения поперечной скорости $\tilde{u}_2 = -A_1 \partial \tilde{\Psi} / \partial z$

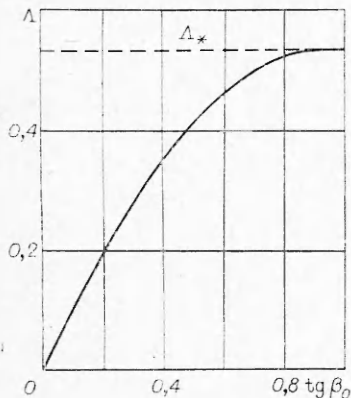


Рис. 3. Зависимость угла наклона $\text{tg } \beta_0$ осевой линии струи от параметра Λ для ветра постоянной интенсивности.

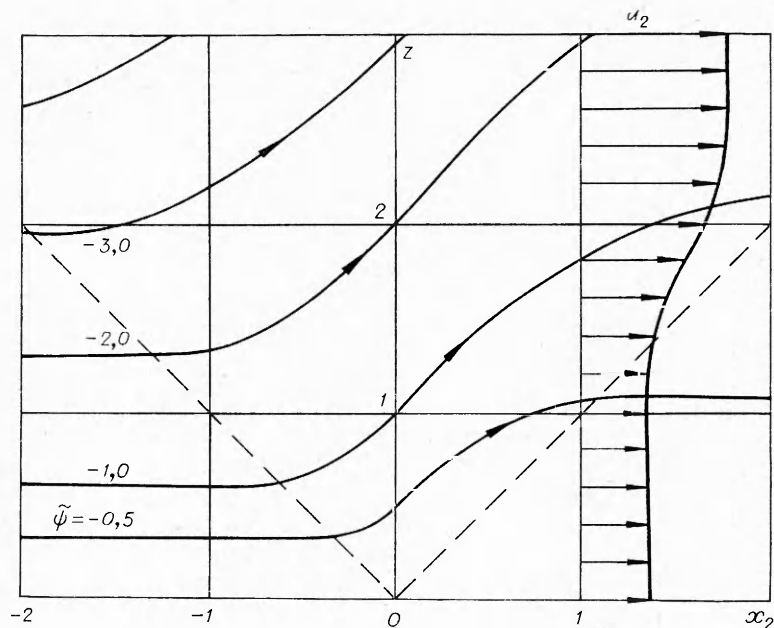


Рис. 4. Линии тока при взаимодействии очага с ветром постоянной интенсивности; разрушенная конвективная колонка ($\Lambda = 1 > \Lambda_*$). При $x_2 = 1$ изображен трансформированный источником профиль ветра.

на тыльной границе взаимодействия ($\zeta = +1$). Это происходит до тех пор, пока значение Λ не превысит своей критической величины $\Lambda > \Lambda_* = 8/15$, когда прекращается подсос воздуха из атмосферы за очагом (поперечная скорость газа направлена из струи); наблюдается разрушение конвективной колонки и вырождение ее в плюмаж. Картина подобного течения представлена на рис. 4.

Выявление параметра, характеризующего тип движения газа над источником, позволяет объяснить динамику процесса развития пожара из очага при наличии попутного ветра.

В начальных стадиях развития интенсивность пожара Q , пропорциональная скорости его распространения и размеру зоны горения, мала, а параметр Λ больше критического. Над распространяющимся пожаром отсутствует конвективная колонка и нагретый газ стелется вдоль земли, образуя плюмаж дыма. Перед фронтом пожара образуется зона, сильно обогащенная продуктами горения, что затрудняет поступление окислителя в диффузионный очаг горения. Механизм распространения передней кромки огня в этих условиях обусловлен в основном турбулентным теплообменом опережающих фронт продуктов горения с холодным воздухом.

По мере увеличения интенсивности пожара (роста размера охваченной горением площади Δ_0) величина Λ уменьшается. Момент, когда Λ становится меньше Λ_* , соответствует переходу пожара от типа с принудительной к типу со свободной конвекцией, который обычно рассматривается, как «взрыв» [1, 2]. Внешне такой переход выражается в образовании развитой конвективной колонки над пожаром. При этом ведущим механизмом распространения становится заброс горящих частиц и образование многочисленных локальных очагов горения перед фронтом.

Таким образом, возникновение критической ситуации в развитии пожара в однородной изотермической атмосфере определяется

комплексом

$$\Lambda = (\omega_1 \mp \omega_2) / a_1 A_1 \cdot (c_p \rho_0 / Q_0 g \beta)^{1/3} \leq \Lambda_* = 8/15. \quad (19)$$

связывающим кинетическую энергию относительного движения среды с тепловой мощностью пожара и с интенсивностью турбулентного обмена ($a_1 A_1 \sim L^{4/9}$).

В [1] на основании наблюдений за характером развития реальных пожаров предложено в качестве критерия возникновения колонки использовать соотношение

$$Bu = \rho_0 c_p T_0 (\omega_1 + \omega_2)^3 / 2g Q_0 \leq 1.$$

Параметры Λ и Bu связаны между собой $(a_1 A_1 \Lambda)^3 \sim Bu$, но параметр Bu не отражает конкретных условий турбулентного обмена струи с атмосферой.

Условие (19) пригодно и для распространения пожара в отсутствие ветра ($\omega_1 = 0$). Отметим случай, когда при $\omega_1 = 0$ возможен режим распространения по типу вынужденной конвекции. Например, быстрое продвижение огня по легко воспламеняющемуся горючему со скоростью

$$\omega_2 \geq 8/15 a_1 A_1 (Q_0 g \beta / c_p \rho_0)^{1/3}$$

будет характеризоваться отсутствием колонки. Механизм такого распространения не связан с опережающим забросом горящих элементов и может быть объяснен наличием сложного вихревого движения газа перед фронтом горения, обеспечивающего достаточно интенсивный теплообмен на передней кромке пожара [7]. Основная масса продуктов горения при этом образует плюмаж дыма за очагом, не препятствуя доступу окислителя в зону пламени.

Многие исследователи отмечали влияние вертикального профиля ветра на характер развития возникшего очага горения [1, 2, 8, 9]. Рассмотрим этот вопрос с позиций предложенной выше модели взаимодействия поперечного потока со струей. На рис. 5 представлено распределение линий тока вблизи пожара при увеличивающейся с высотой по закону $\omega = \omega_0 \operatorname{th} z$ ($\Lambda = 1$) скорости ветра. Движение при $\Lambda > \Lambda_*$ с таким профилем ветра, как и в случае, изображенном на рис. 4, сопровождается разрушением конвективной колонки над пожаром и образованием плюмажа дыма. В отличие от рис. 4 вблизи поверхности наблюдается появление зоны обратных (направленных к очагу) пото-

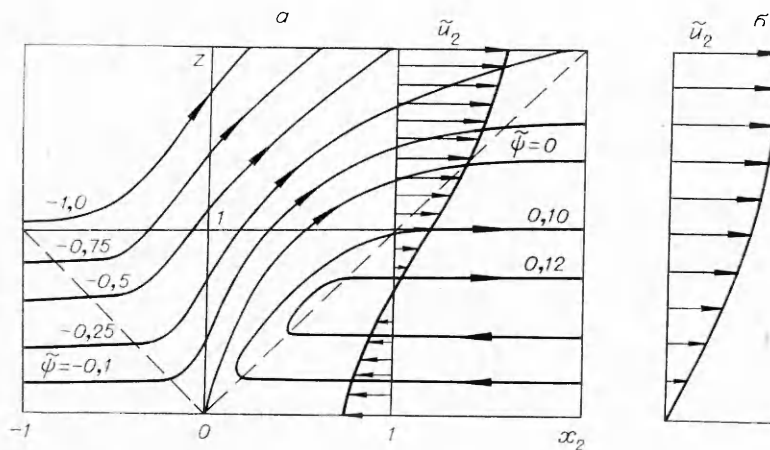


Рис. 5. Линии тока (а) при взаимодействии очага с ветром, имеющим профиль $\omega = \omega_0 \operatorname{th} z$ ($\Lambda = 1 > \Lambda_*$; (разрушенная конвективная колонка) и профиль набегающего потока (б), при $x_2 = 1$ — трансформированный профиль ветра.

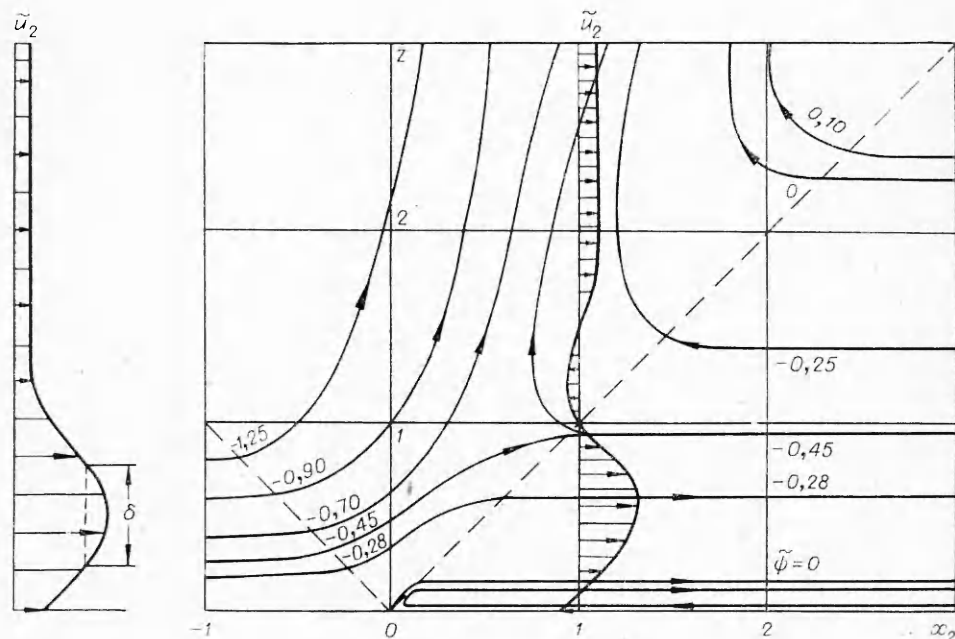


Рис. 6. Линии тока при взаимодействии очага с ветром, имеющим профиль, изображенный слева. $\Lambda > \Lambda_*$ в вертикальном слое с толщиной δ ; режим существования конвективной колонки со сложным движением газа в области пограничного слоя. При $x_2=1$ — трансформированный профиль ветра.

ков воздуха, которые создают предпосылки для возможности гашения пожара встречным огнем. Это возможно лишь в случае, если профиль ветра таков, что на некоторой высоте вблизи земли выполняется локальное условие $\Lambda < \Lambda_*$. Встречная тяга воздуха появляется независимо от режима движения нагретого газа над пожаром в целом. Так, например, на рис. 6 представлено распределение линий тока при сложном профиле ветра, характеризующемся достижением условия $\Lambda > \Lambda_*$ в некотором вертикальном слое δ . Как и на рис. 5, на высотах вплоть до этого слоя имеет место противоток, хотя общий характер течения происходит с образованием конвективной колонки.

Можно утверждать, что для развития мощной конвективной колонки над пожаром необходимо существование профиля ветра, при котором его скорость уменьшается, начиная с некоторой высоты, обеспечивая подкритическое значение параметра Λ .

На основании данных рис. 6 оценим характерную величину такой высоты. Сравнение картины движения газа над источником с начальным профилем ветра показывает, что образование конвективной колонки над пожаром при немонотонном изменении скорости поперечного потока с высотой происходит на расстояниях X примерно в 4 раза больших высоты H , начиная с которой уменьшается ψ . В реальных условиях предельный вертикальный размер конвективной колонки пожара ограничивается положением X_* точки инверсии в окружающей атмосфере. Для того, чтобы в рассматриваемом случае такая колонка успела развиваться, необходимо $X \sim 4H \leq X_*$. Самая низкая точка инверсии обычно наблюдается в ночных условиях осенью ($X_* \sim 1000$ м), ее положение сильно зависит от сезонных и суточных колебаний метеорологической обстановки. На границе стратосферы ($X_* \sim 9000$ м) существует постоянная инверсия большой мощности (тропопауза), расстояние до которой слабо зависит от состояния нижних слоев атмосферы [3].

Таким образом, получаем нижнюю и верхнюю оценки для высоты H на вертикальном профиле ветра, падение скорости после которой обеспечивает развитие конвективной колонки над пожаром: $250 \text{ м} \leq H \leq \leq 2250 \text{ м}$. Практика показывает [1], что для превращения низкоинтенсивных пожаров с принудительной конвекцией в высокоинтенсивные со свободной конвекцией наиболее опасен профиль ветра с уменьшающейся скоростью в зоне 300—1200 м. Это совпадает с приведенными оценками.

В [1, 2, 8—10] указывается на влияние трансформации профиля ветра после его взаимодействия с очагом пожара, приводящее к ряду новых физических следствий (образование пожарных вихрей, интенсификация турбулентного обмена с атмосферой и т. п.). Из построенных на рис. 4—6 картин движения газа вблизи зоны горения можно получить представление о характере подобной трансформации.

*Институт химической
физики АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
28/IV 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Davis, G. Вугам, W. Krumm. Forest Fire: Control and Use, Mc Grow — Hill, New York — Toronto — London, 1959.
2. Возникновение лесных пожаров. М., «Наука», 1964.
3. Н. Е. Кочин. Сочинения. Т. 1, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.
4. Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников и др. Турбулентное смещение газовых струй. М., «Наука», 1974.
5. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 7, 12.
6. Г. Н. Абрамович. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.
7. Ю. А. Гостинцев, С. С. Новиков, Л. А. Суханов. ФГВ, 1975, 11, 3.
8. С. М. Вонский. Интенсивность огня низовых пожаров и ее практическое значение. Л., Изд-во ЛЕННИИЛХ, 1957.
9. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, 1972.
10. Э. Н. Валендик. Ветер и лесной пожар. М., «Наука», 1968.

К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА СТРУЙНОГО СМЕСЕОБРАЗОВАНИЯ В ДИЗЕЛЯХ

О. Н. Лебедев

При впрыске топлива в цилиндре дизеля образуется трехкомпонентная (воздух — пары топлива — капли топлива) двухфазная среда. Строгий вывод уравнения движения полифазной среды сделан в [1], где, в развитие работ [2, 3], применен метод последовательного пространственно-временного осреднения. На основании последнего в [4] было получено совместное уравнение энергии многокомпонентного потока.

Эти уравнения получены для случая, когда плотность газовой среды неизменна. Для их применения к описанию процессов смесеобразования в дизелях, где существует большая температурная и плотностная неоднородность, необходимо внести коррективы. Для этого воспроизведем вывод уравнений движения и энергии. В отличие от [1—4] не будем пренебрегать пульсациями плотности.