

4. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Тр. IV Всесоюз. сим. по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
5. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. ФГВ, 1978, 14, 1.
6. Л. Э. Эльсгольц. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М., «Наука», 1965.
7. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
8. Ю. М. Гершензон, С. К. Чекин. Кинетика и катализ, 1977, 18, 1568.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОНВЕКТИВНЫХ КОЛОНОК НАД ЛИНЕЙНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов

(Москва)

В [1] на основании уравнений турбулентного течения исследовано движение среды вблизи линейного пожара. В спокойной атмосфере над источником тепла формируется свободно восходящая струя нагретого газа (конвективная колонка). При наличии поперечного ветра, обтекающего источник, возможно два качественно различных режима течения вблизи очага горения: если скорость ветра относительно мала, над источником образуется изогнутая конвективная колонка; при большой скорости происходит ее разрушение, и нагретый газ движется преимущественно в горизонтальном направлении, образуя плюмаж продуктов горения, стелящийся вдоль поверхности земли. Количественный критерий, определяющий реализацию того или другого режима:

$$\Lambda = \omega_0 / a_1 A_1 (c_p \rho_0 / Q_1 g \beta)^{1/3} \leq \Lambda_* = 8/15, \quad (1)$$

где ω_0 — скорость потока; Q_1 — тепловая мощность источника; c_p и ρ_0 — удельная теплоемкость и плотность воздуха; $\beta = -\partial \ln \rho / \partial T_0$ — коэффициент термического расширения; g — ускорение силы тяжести; a_1 и A_1 — безразмерные величины, зависящие от интенсивности турбулентного обмена (их произведение $a_1 A_1 = 2,53 L^{4/9}$, L — безразмерный путь смещения в теории Прандтля, имеющий порядок величины 10^{-2}).

При $\Lambda < \Lambda_* = 8/15$ над источником тепла существует конвективная колонка, при $\Lambda > \Lambda_*$ она вырождается. В [1] показано, что на достаточно больших высотах поле течения, получающееся от взаимодействия поперечного потока со струей, можно приближенно построить методом сложения функций тока.

Воспользуемся этим способом для исследования взаимодействия конвективных колонок двух линейных стационарных источников тепла различной интенсивности. Рассмотрим вначале случай, когда ветер отсутствует. Пусть источник с мощностью Q_1 расположен в начале координат ($x_1 = x_2 = 0$), а источник Q_2 удален от него на расстояние $x_2 = H$. Согласно [1], можно записать выражение для безразмерных функций тока течения в струях над каждым источником

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \tilde{\psi}_1 / a_1 H (c_p \rho_0 / Q_1 g \beta)^{1/3} = z [x/z - 2/3 (x/z)^3 + 1/5 (x/z)^5], \\ z &= x_1 A_1 / H, \quad x = x_2 / H; \\ \psi_2 &= qz \{ (x-1)/z - 2/3 [(x-1)/z]^3 + 1/5 [(x-1)/z]^5 \}, \quad q = (Q_2 / Q_1)^{1/3}. \end{aligned}$$

При построении картины взаимодействия следует иметь в виду, что выражения для ψ_1 и ψ_2 в приведенной форме справедливы только внутри соответствующих областей их определения: $-x \leq z \leq x$ для первой и

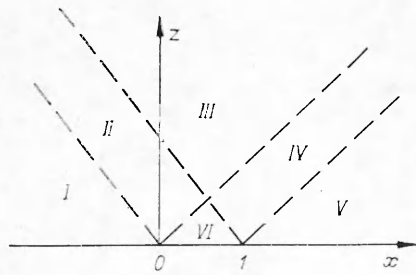


Рис. 1. Схема разделения области взаимодействия струй над источниками на подобласти.

$(1-x) \leq z \leq (x-1)$ для второй струи. Эти области совпадают с границами невозмущенных струй. Вне этих границ вертикальные составляющие скорости движения отсутствуют и имеют место только поперечные потоки, обусловленные подсосом воздуха из атмосферы. Например, для первой струи при $x < |z|$ имеем

$$v_z = \partial\psi_1/\partial x = v_z(x=|z|) = 0,$$

$$v_x = -A_1 \partial\psi_1/\partial z = v_x(x=|z|) = \pm 8/15.$$

В связи с этим разобьем всю область суммарного течения на шесть подобластей (рис. 1). Внутри каждой из них функция тока запишется в форме

$$\begin{aligned} \psi_I &= -\frac{8}{15}(1+q)z, \\ \psi_{II} &= -\frac{8}{15}qz + z\left(\frac{x}{z} - \frac{2}{3}\left(\frac{x}{z}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x}{z}\right)^5\right), \\ \psi_{III} &= z\left\{\frac{x}{z} - \frac{2}{3}\left(\frac{x}{z}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x}{z}\right)^5 + q\left[\frac{x-1}{z} - \frac{2}{3}\left(\frac{x-1}{z}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x-1}{z}\right)^5\right]\right\}, \quad (2) \\ \psi_{IV} &= \frac{8}{15}z + qz\left\{\frac{x-1}{z} - \frac{2}{3}\left(\frac{x-1}{z}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x-1}{z}\right)^5\right\}, \\ \psi_V &= \frac{8}{15}z(1+q), \\ \psi_{VI} &= \frac{8}{15}z(1-q). \end{aligned}$$

В области III, лежащей внутри границ определения функций тока обеих струй, имеет место полное взаимодействие. В области II на поле течения первой струи накладывается лишь поперечное движение, обусловленное подсосом воздуха во вторую струю. В областях I, V, VI вертикальная составляющая движения полностью отсутствует, и происходит сложение только поперечных скоростей потоков, захватываемых каждой из струй. Течение в области IV описывается аналогично таковому в области II.

На рис. 2 представлена картина линий тока для двух взаимодействующих конвективных колонок при $q = (Q_2/Q_1)^{1/3} = 0,2$. Видно, что под действием более интенсивной струи восходящая колонка газов, нагретых слабым источником тепла, полностью разрушается. Над более мощным источником образуется единая (слегка искривленная) конвективная колонка.

С постепенным выравниванием интенсивностей тепловых источников ($q \rightarrow 1,0$) нулевая линия тока струи смещается в сторону слабого очага. Предельное распределение линий тока единой конвективной колонки, образующейся от двух равных по мощности источников ($q=1$), изображено на рис. 3. Интересно в данном случае отметить полное отсутствие движения в области VI. В реальной ситуации в этой области возможно существование вихрей.

Оценим изменение безразмерной вертикальной скорости $v_z = \bar{v}_z (c_p \rho_0)^{1/3} / [Q_1 (Q_1 g \beta)^{1/3}]$ (\bar{v}_z — размерная величина скорости) по высоте вдоль нулевой линии тока ($x=0,5, z>0,5$) суммарной конвективной колонки для случая $q=1$. Из выражения ψ_{III} в (2) для $x=0,5$ получим $v_z = \partial\psi/\partial x = (16z^4 - 8z^2 + 1)/8z^4$.

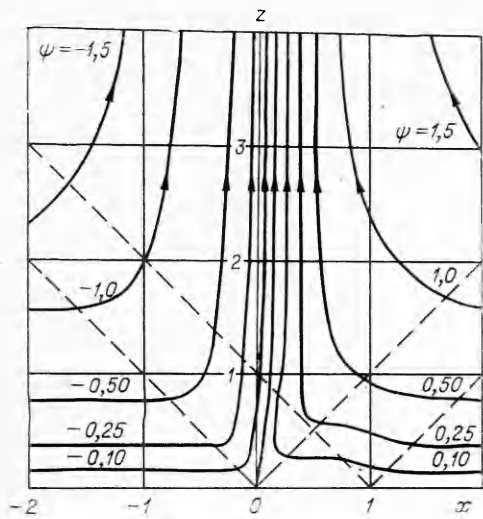


Рис. 2. Картина линий тока около взаимодействующих источников.

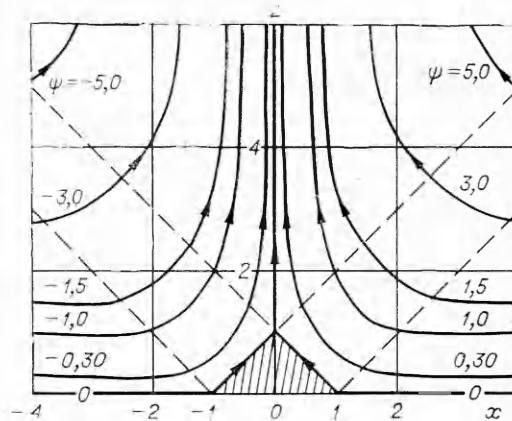


Рис. 3. Симметричная конвективная колонка над двумя источниками одинаковой интенсивности.

При $z=0,5$ скорость равна нулю, а с увеличением z величина v_z асимптотически стремится к $v_z=2$. В струе над одним источником мощности $Q=Q_1+Q_2=2Q_1$ вертикальная скорость $v_z = \sqrt[3]{2} = \text{const}$. Таким образом, скорость подъема газа в конвективной колонке над разделенными источниками мощностью Q_1 и Q_2 больше скорости в струе над одним источником с суммарной интенсивностью Q_1+Q_2 на больших высотах и меньше — на малых. В пределе при $z \rightarrow \infty$ отношение скоростей в колонках над разделенными очагами и одним очагом той же эффективной мощности в общем случае равно $[1+(Q_2/Q_1)^{1/3}]/[1+(Q_2/Q_1)^{1/3}]$.

Рассмотрим взаимодействие стационарных конвективных колонок в поле действия ветра, дующего с постоянной по высоте скоростью ω_0 в направлении положительных x . Безразмерные функции тока для индивидуальных струй над каждым источником примут вид [1]

$$\begin{aligned} \psi_1 &= -\Lambda z + z f(x/z), \quad f(\xi) = \xi - 2/3 \xi^3 + 1/5 \xi^5, \\ \psi_2 &= -\Lambda z + q z f[(x-1)/z], \end{aligned} \quad (3)$$

а функции тока движения, получающегося при взаимодействии внутри областей I—VI, можно получить из соответствующих формул (2) после добавления в их правую часть величины $-\Lambda z$. Анализ полученных выражений показывает, что при $(1-q) \geq \geq 15\Lambda/8$ картина движения над источниками остается качественно подобной рис. 2 и 3: над более мощным очагом образуется единая конвективная колонка (рис. 4). В диапазоне значений $(1-q) \leq \leq 15\Lambda/8 \leq (1+q)$ конвективная колонка еще существует, но сдвигается к слабому источнику тепла (рис. 5).

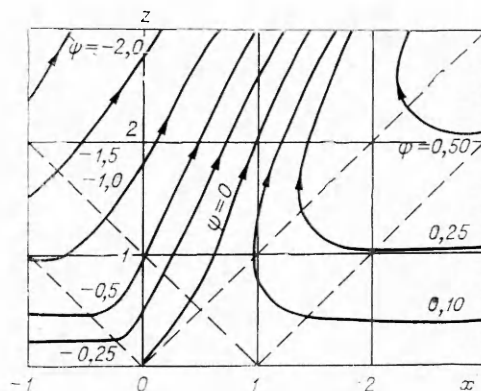


Рис. 4. Взаимодействие двух источников с ветром ($\Lambda=0,4$, $q=0,2$). Суммарная конвективная колонка образуется над более мощным очагом.

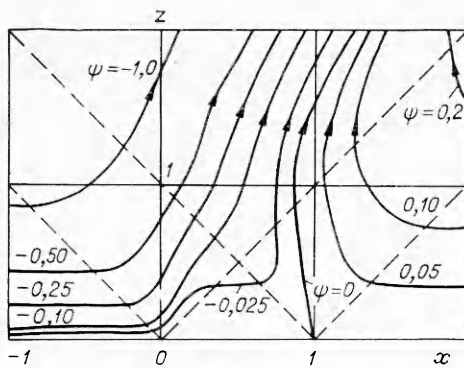


Рис. 5. Взаимодействие источников с ветром ($\Lambda=0,5$, $q=0,2$); суммарная конвективная колонка образуется над слабым источником.

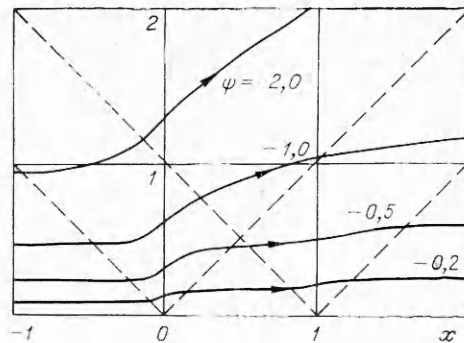


Рис. 6. Взаимодействие источников с сильным ветром ($\Lambda=1,5 > \Lambda_*=0,64$, $q=0,2$); полное разрушение конвективной колонки над очагами.

Когда скорость ветра достигает столь высоких значений, что параметр Λ станет больше его критического значения $\Lambda_* = 8(1+q)/15$, происходит разрушение конвективной колонки (рис. 6). В формулах (1) и (3) величина Λ вычисляется через интенсивность Q_1 первого источника. Сравним условие срыва (Λ_*) общей конвективной колонки, образующейся над двумя взаимодействующими источниками, с аналогичным условием (Λ_z) для одной струи над очагом с суммарной мощностью $Q_1 + Q_2$. Из выражения (1) следует, что $\Lambda_z = 8(1 + Q_2/Q_1)^{1/3}/15$, тогда

$$\Lambda/\Lambda_z = [1 + (Q_2/Q_1)^{1/3}] / (1 + Q_2/Q_1)^{1/3}.$$

С увеличением количества n локальных взаимодействующих источников одинаковой интенсивности q_i разрушить ветром суммарную конвективную струю над ними становится все труднее. Запас устойчивости такой колонки в $n^{2/3}$ раз больше, чем у одной струи над источником с мощностью $Q = nq_i$.

Полученные выше результаты можно использовать для качественного объяснения некоторых эффектов, имеющих место при развитии больших пожаров. Например, известно [2, 3], что при образовании конвективной колонки над источником пожара в присутствии ветра имеет место заброс горящих элементов далеко перед распространяющимся фронтом. Такой опережающий заброс приводит к возникновению новых очагов горения, над которыми образуются индивидуальные восходящие потоки нагретых газов. Наблюдения показывают резкое изменение характера развития пожара в этом случае: горение быстро охватывает большие площади (так называемый «взрывной» тип пожара [2, 3]).

С точки зрения изложенных в данной работе представлений наблюдаемое явление можно объяснить следующим образом. Слабые конвективные потоки, возникающие над новыми очагами горения, взаимодействуя со струей над первоначальным источником, образуют единую конвективную колонку пожара, характеризующуюся более высоким уровнем вертикальной скорости газа в ней. При этом в пограничном слое даже в спокойной атмосфере имеют место значительные потоки воздуха, обусловленные тягой к фронту основного пожара. Это улучшает условия распространения огня от локальных источников к основному (скорость распространения увеличивается в спутном потоке) и обеспечивает более интенсивный захват колонкой горящих элементов.

Суммарная конвективная колонка, сформировавшаяся над общей площадью горения, обладает повышенной устойчивостью по отношению к разрушающему действию ветра. Более высокие скорости газа в ней

способствуют интенсификации подъема горящих элементов из зоны горения и их более дальнего заброса перед фронтом. В свою очередь вновь зарождающиеся очаги, попадая в поле течения уже существующего пожара, по мере своего развития еще более его усиливают. Такой процесс постоянного саморазвития в принципе носит цепной характер и в отсутствие ограничивающих факторов приводил бы к бесконечному росту мощности пожара.

Для реализации цепного механизма развития необходимо наличие взаимодействия конвективных потоков над локальными очагами. В модели однородной изотермической окружающей среды рост конвективных струй над источником тепла неограничен по высоте и поэтому их взаимодействие всегда имеет место. Однако в реальной ситуации существуют предельные условия (наличие, положение и мощность уровней инверсий температуры в атмосфере [2, 4]), ограничивающие развитие колонки. Максимальная высота конвективной струи над источником не может быть много больше расстояния H_1 от местоположения достаточно мощного уровня инверсии. Тогда условие взаимодействия потоков над индивидуальными очагами (пересечение невозмущенных границ струй) можно записать в виде оценки для предельных расстояний H между источниками, на которых взаимодействие еще имеет место: $H < 2H_1 A_1$ ($A_1 \approx 0,1$ — полуширина автотельной струи [1]).

В общем случае положение уровней температурных инверсий зависит от метеорологической обстановки (суточных и сезонных колебаний температуры) и их высота колеблется от сотен метров до нескольких километров [4]. В соответствии с этим оценка минимальных расстояний между взаимодействующими очагами горения дает величину $H \leq (10 \div 100)$ м. Если индивидуальные источники тепла удалены друг от друга на более далекие расстояния, то конвективные колонки над ними развиваются независимо, и усиления пожара не происходит. Например, наиболее низкое положение инверсионного слоя над поверхностью земли имеет место в ночных условиях [4], в связи с чем в такой ситуации на практике наблюдается спокойный характер развития пожара с существованием индивидуальных конвективных колонок [2, 3].

*Поступила в редакцию 25/VI 1976,
после доработки — 13/IX 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Конвективная колонка над линейным пожаром в однородной изотермической атмосфере. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. K. Davis, G. Вугам, W. Кrumm. Forest Fire: Control and Use. McGraw Hill, New York — Toronto — London, 1959.
3. Возникновение и лесных пожаров. Сборник. М., «Наука», 1964.
4. Н. Е. Кочин. Собрание сочинений. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1949.

ЗОНА РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

А. В. Пинаев

(Новосибирск)

В работе рассматривается стационарный детонационный процесс в двухфазной системе — смеси газообразного окислителя с равномерно распределенными в нем каплями горючего. Решению такой задачи ранее были посвящены работы [1, 2].