

УДК 532.51 + 536.46

© 1997 г. Т.Л. ГРАХЭМ, Г.М. МАХВИЛАДЗЕ, Дж.П. РОБЕРТС,
И.К. СЕЛЕЗНЕВА

К ТЕОРИИ ВСПЫШКИ ПРИ РАЗВИТИИ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ

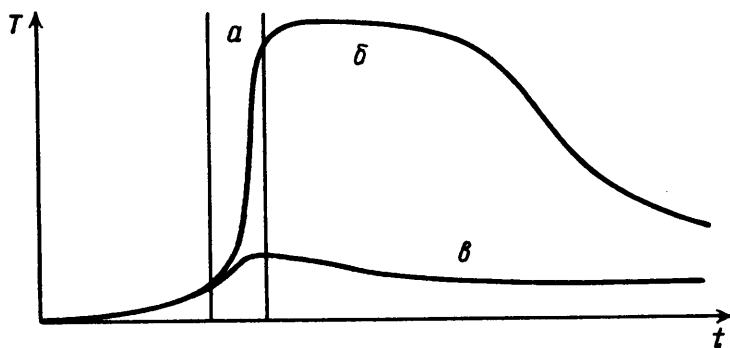
Для помещения с одним проемом найдены характеристики развития пожара от момента его инициирования до момента вспышки, вызванной интенсификацией горения под действием излучения от горячих продуктов горения, которые скапливаются в верхней части помещения.

Дан сценарий развития пожара, включающий стадию развития всплывающей конвективной струи, стадию растекания продуктов горения вдоль потолка, стадию расширения верхнего горячего слоя продуктов горения до момента его контакта с атмосферой через проем и, наконец, собственно стадию развития вспышки. Анализ последней стадии на основе теплового баланса горячего слоя позволил найти критические условия для развития вспышки. По аналогии с теорией теплового взрыва введен и найден адиабатический период индукции вспышки и период индукции при наличии теплопотерь. Даны характерные времена всех указанных стадий развития пожара и полное время развития вспышки.

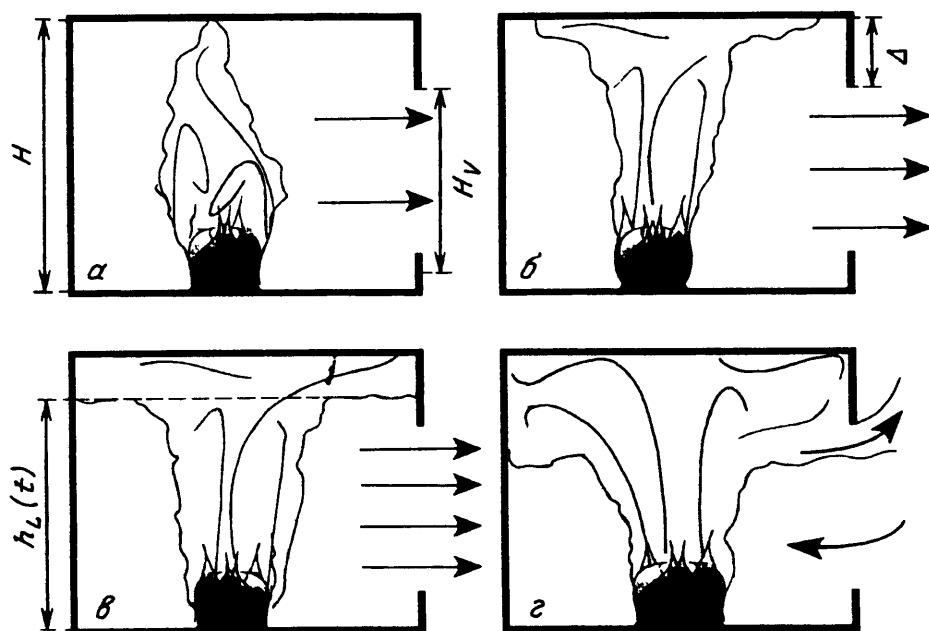
Типичная зависимость средней температуры при развитии пожара в помещении (температурная кривая пожара) представлена на фиг. 1. После воспламенения горячего материала в нижней части помещения средняя температура медленно нарастает. При этом в верхней части помещения под действием естественной конвекции накапливаются горячие продукты горения, содержащие значительное количество дыма. Тепловое излучение от этого слоя интенсифицирует процесс горения. Из-за этой обратной связи плавный, медленный подъем температуры сменяется резким ее нарастанием к режиму развитого пожара. Это явление, получившее название полной вспышки (в англоязычной литературе используется термин "flashover" [1, 2]), исследовалось теоретически с использованием основ теории теплового взрыва [3, 4] и в последнее время с применением понятий теории катастроф [5–8]. Выработаны основные физические представления о механизме полной вспышки, вызываемой интенсификацией горения под действием теплового излучения продуктов горения, объяснены зависимости температуры вспышки от ряда параметров с использованием диаграммы Семенова, дан анализ поведения системы на фазовой плоскости. При этом, как принято при зонном моделировании (см., например, [9–12]), рассматривались два слоя, верхний и нижний, каждый из которых характеризуется своей средней температурой. Другой возможный режим пожара отвечает квазистационарному медленному горению с небольшим разогревом.

До сих пор отсутствует формулировка критических условий реализации вспышки с использованием независимых определяющих параметров системы, а также не найдены ее временные характеристики. Другой не менее существенный момент заключается в том, чтобы показать, как квазистационарное рассмотрение, данное в [3–8], "вписывается" в сценарий развития пожара от момента появления очага горения. Этим вопросам и посвящена данная работа.

1. Сценарий пожара. Появившийся в результате воспламенения очаг горения является конвективным источником тепла и массы. Всплывающая конвективная струя достигает потолка за время t_1 (фиг. 2, а, первая стадия). Затем в течение промежутка



Фиг. 1. Типичная зависимость средней температуры в помещении от времени (температурная кривая пожара): *a* – период вспышки, *б* – период развитого пожара; *в* – квазистационарное медленное горение



Фиг. 2. Стадии развития верхнего теплового слоя

времени t_s горячие продукты горения растекаются вдоль потолка (фиг. 2, б, вторая стадия). К моменту $t_j + t_s$ формирование верхнего теплового слоя завершается. В ходе третьей стадии за время t_e горячий дымовой слой заполняет верхнюю часть помещения, распространяясь от потолка до верхнего края проема (фиг. 2, в). В течение первых трех стадий воздух, наполнявший помещение до начала пожара, вытекает через проем из-за подъема давления, вызванного выделением тепла горения.

Затем происходит перестройка течения: продукты горения начинают вытекать через верхнюю часть проема, а граница между зонами (верхним и нижним слоями) и горизонтальная нейтральная поверхность, разделяющая выходящий из проема поток продуктов горения и входящий в помещение поток свежего воздуха, устанавливаются между нижним и верхним краями проема. С этого момента, если параметры системы удовлетворяют соответствующим условиям, начинается процесс развития собственно

вспышки. В связи с нелинейной зависимостью скорости горения от температуры верхнего горячего слоя развитие вспышки происходит индукционным образом (аналогично тепловому взрыву) с характерным временем t_i . Таким образом, полное время развития пожара от момента воспламенения и до полной вспышки равно $t \approx t_j + t_s + t_e + t_i$.

2. Стадия развития вспышки. Для описания этой стадии, которая изучалась также в [3–8], используем двухзонную модель при следующих основных предположениях: 1) вспышка происходит на относительно раннем этапе пожара, когда горение лимитируется количеством газифицированного горючего (а не кислородом воздуха); при этом можно считать, что среднеобъемные температура и плотность нижнего слоя (индекс l) близки к их начальным значениям (индекс 0): $\rho_l \approx \rho_0$, $T_l \approx T_0$; 2) стенки помещения можно также описать двумя температурами, соответствующими температурам газовых слоев, которые к ним примыкают; 3) площадь очага горения A_f меняется незначительно и может считаться постоянной; 4) в ходе рассматриваемого процесса давление в помещении незначительно отличается от атмосферного (площадь проема достаточно велика).

Уравнение баланса тепла для верхнего слоя имеет вид

$$mc_p \frac{dT}{dt} = G - L \quad (2.1)$$

Здесь T – температура, m – полная масса верхнего слоя, c_p – теплоемкость. Вследствие предположения $\rho_l \approx \rho_0$, $T_l \approx T_0$ нейтральная плоскость и плоскость раздела слоев совпадают [13]. Вклад тепловых потоков, связанных с массовыми потоками через границы слоя, в общий баланс тепла считается малым. В начальный момент $T(t=0) = T_i$, где T_i – температура верхнего слоя, которая достигается к началу четвертой стадии и будет найдена ниже.

Скорость притока тепла в верхний слой описывается соотношением

$$G = \chi \Delta h_c \dot{m}_f, \quad \dot{m}_f = \frac{A_f}{\Delta h_v} (\dot{q} + \alpha_u(T) \sigma (T^4 - T_0^4)) \quad (2.2)$$

где χ – эффективность процесса горения, Δh_c – теплота горения, Δh_v – теплота испарения горючего, \dot{m}_f – массовая скорость горения, \dot{q} – поток тепла, падающий на единицу поверхности топлива при его горении в открытом пространстве [1, 9], $\alpha_u(T)$ – коэффициент радиационной теплопередачи от горячего слоя, имеющего температуру T (ниже предполагается, что $\alpha_u(T) \approx \alpha_u(T_0)$ и является константой), к поверхности топлива, σ – постоянная Стефана – Больцмана. Второй член в правой части выражения для \dot{m}_f учитывает наличие верхнего горячего слоя, который образуется при пожаре в помещении и своим радиационным потоком дополнительно (по сравнению с горением в открытом пространстве) увеличивает скорость горения [3, 9].

Скорость теплопотерь из горячего слоя описывается формулой

$$L = \dot{m}_0 c_p (T - T_0) (1 - D) + (A_u - (1 - D)A_v) h_c (T - T_w) + (1 - D)A_v h_v (T - T_0) + \quad (2.3)$$

$$+ \alpha_g \sigma (A_u - (1 - D)A_v) (T^4 - T_w^4) + \alpha_g \sigma (A_l + (1 - D)A_v - A_f) (T^4 - T_0^4) + \alpha_g \sigma A_f (T^4 - T_f^4)$$

$$\dot{m}_0 = \frac{2}{3} c_d \rho_0 A_v \left(2gH_v \frac{T_0}{T} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Здесь \dot{m}_0 – массовый газовый поток из верхнего слоя через проем [9] (c_d – коэффициент расхода, g – ускорение силы тяжести), A_v – площадь проема, A_u – площадь стен, соприкасающихся с горячим слоем, D – относительная высота плоскости раздела

зон ($D = Z_d/H_v$, Z_d – высота этой плоскости над нижним краем проема, H_v – высота проема), h_c – коэффициент конвективной теплопередачи к стенкам помещения, T_w – температура стенок, находящихся в контакте с горячим слоем, h_v – коэффициент конвективной теплопередачи через проем, α_g – коэффициент излучения газового слоя, A_l – площадь стен, соприкасающихся с нижней холодной зоной, T_f – температура горячей поверхности топлива.

Правая часть уравнения (2.3) содержит шесть членов. Первый описывает поток энтальпии через проем, второй и третий – конвективные теплотери в стенки, соприкасающиеся с верхним слоем, и через проем. Остальные три члена описывают соответственно радиационные потоки тепла к стенкам в горячей зоне; в холодной зоне; через проем и к горячей поверхности топлива.

Параметр d изменяется от нуля до величин, близких к единице, и может быть найден в принципе из уравнения баланса массы, записанного для помещения в целом. Однако это нуждается в дополнительных предположениях и вызывает дальнейшие трудности в алгебраических вычислениях, что не является необходимым на этой стадии исследования. Ниже предполагается, что D – постоянная величина (не зависящая от T) и результаты представлены для различных значений D .

Нелинейную температурную зависимость $(T - T_0)^{3/2} / TT_0^{1/2}$ в первом члене, описывающем выходящий поток энтальпии, можно в рассматриваемом диапазоне температур $T_0 < T \leq (3 - 4)T_0$ с достаточно высокой точностью заменить линейной $(T - T_0)/2T_0$, что позволит включить этот член в линейные теплотери.

В дальнейшем будем использовать безразмерное время $\tau' = t/t_*$, где $t_* = mc_p T_0 / \dot{Q}_0$ – характерное время нагрева верхнего дымового слоя теплом от свободно горящего очага, $\dot{Q}_0 = \chi A_f \dot{q} \Delta h_c / \Delta h_v$ – характерный тепловой поток к верхнему слою для свободно горящего пожара, и безразмерную температуру $\theta = T/T_0$. В этих безразмерных переменных уравнение (2.1) принимает вид

$$\frac{d\theta}{d\tau'} = 1 + (\varepsilon_k - \varepsilon_{r,l})(\theta^4 - 1) - \varepsilon_{c,h}(\theta - \theta_w) - \varepsilon_o(\theta - 1) - \varepsilon_{c,l}(\theta - 1) -$$

$$- \varepsilon_{r,w}(\theta^4 - \theta_w^4) - \varepsilon_{r,f}(\theta^4 - \theta_f^4), \quad \theta(0) = \theta_i$$

$$\varepsilon_k = \left(\chi \frac{\Delta h_c}{\Delta h_v} \right) \alpha_u \sigma A_f \frac{T_0^4}{\dot{Q}_0}, \quad \varepsilon_{r,l} = \alpha_g \sigma (A_l + (1 - D)A_v - A_f) \frac{T_0^4}{\dot{Q}_0}$$

$$\varepsilon_o = \dot{m}_o (1 - D) A_v \frac{c_p T_0}{\dot{Q}_0} \quad \left(\dot{m}_o = \frac{1}{3} c_d \rho_0 \sqrt{2gH_v} \right)$$

$$\varepsilon_{c,h} = (A_u - (1 - D)A_v) \frac{h_c T_0}{\dot{Q}_0}, \quad \varepsilon_{c,l} = (1 - D)A_v \frac{h_v T_0}{\dot{Q}_0}$$

$$\varepsilon_{r,w} = (A_u - (1 - D)A_v) \varepsilon_{r,f}, \quad \varepsilon_{r,f} = \alpha_g \frac{\sigma A_f T_0^4}{\dot{Q}_0}, \quad \theta_i = \frac{T_i}{T_0}$$

Здесь ε_k – безразмерный радиационный тепловой поток от горячего слоя к поверхности горения, ε_o – безразмерный поток энтальпии через проем, $\varepsilon_{r,j}$ ($j = w, l, f$) – безразмерный радиационный поток от горячей зоны в нагретые стенки, в нижний слой и к горячей поверхности, $\varepsilon_{c,k}$ ($k = h, l$) – безразмерный конвективный поток тепла от горячего слоя к стенам помещения и через проем. Полагая, что $\varepsilon_{r,f}(\theta^4 - \theta_f^4) \approx \varepsilon_{r,f}(\theta^4 - 1)$, и определяя температуру стенок как в [5]:

$\theta_w = 1 + \beta(\theta - 1)$, $0 \leq \beta \leq 1$, представим (2.5) в виде

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 1 + a_1(\theta^4 - 1) - a_2(\theta - 1) + a_3\theta^3 + a_4\theta^2 \quad (2.6)$$

$$d\tau = a_0 dt', \quad a_0 = 1 + 2\beta^2(1 - \beta)(\beta - 3)\varepsilon_{r,w}$$

$$a_1 = [\varepsilon_k - \varepsilon_{r,l} - \varepsilon_{r,f} - (1 - \beta^4)\varepsilon_{r,w}]a_0^{-1}$$

$$a_2 = [\varepsilon_{c,h}(1 - \beta) + \varepsilon_{c,l} + \varepsilon_0 - 4\beta(1 - \beta)^3\varepsilon_{r,w}]a_0^{-1}$$

$$a_3 = 4\beta^3(1 - \beta)\varepsilon_{r,w}a_0^{-1}, \quad a_4 = 6\beta^2(1 - \beta)^2\varepsilon_{r,w}a_0^{-1} \quad (2.7)$$

Поведение системы описывается пятью независимыми определяющими параметрами $a_1, a_2, a_3, a_4, \theta_i$. Решением уравнения (2.6) в безразмерных переменных является некоторая функция этих параметров и времени. Таким образом, решение, начальное и критические условия имеют вид

$$\theta(\tau) = f(\tau, a_1, a_2, a_3, a_4, \theta_i), \quad \theta(0) = \theta_i, \quad g(a_1, a_2, a_3, a_4, \theta_i) = 0 \quad (2.8)$$

3. Стационарные состояния и критические условия. Пересечение кривых тепловыделения (G) и теплопотерь (L), зависящих от температуры, определяет квазистационарные состояния системы, число которых может достигать трех [3, 4, 14, 15] (фиг. 3, три точки пересечения кривой тепловыделения G и верхней прямой теплоотвода L). Как и в теории теплового взрыва [14, 15], полная вспышка рассматривается как отсутствие квазистационарного состояния системы (отсутствие точек пересечения кривой тепловыделения и нижней прямой теплоотвода L'' на фиг. 3). Критические условия определяются из системы двух уравнений, выражающих условия касания кривых тепловыделения и теплопотерь L' (точка P_* на фиг. 3, т.е. равенство функций G и L и их производных при некотором значении температуры T_*).

Стенки с большой тепловой инерционностью ($\beta = 0$). Коэффициенты в уравнении (2.6) принимают вид

$$a_1 = \varepsilon_k - \varepsilon_{r,l} - \varepsilon_{r,f} - \varepsilon_{r,w}, \quad a_2 = \varepsilon_{c,h} + \varepsilon_{c,l} + \varepsilon_0, \quad a_3 = a_4 = 0 \quad (3.1)$$

и имеется только два определяющих параметра — a_1 и a_2 . Параметр a_1 характеризует степень интенсификации пожара за счет радиационного теплового потока горящего слоя (член ε_k), часть которого теряется на границах помещения (члены $\varepsilon_{r,l}, \varepsilon_{r,f}, \varepsilon_{r,w}$). Параметр a_2 характеризует конвективные потери тепла. Уравнение (2.6) принимает вид

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 1 + a_1(\theta^4 - 1) - a_2(\theta - 1) \quad (3.2)$$

и критические условия определяются из системы уравнений ($\theta_* = T_*/T_0$)

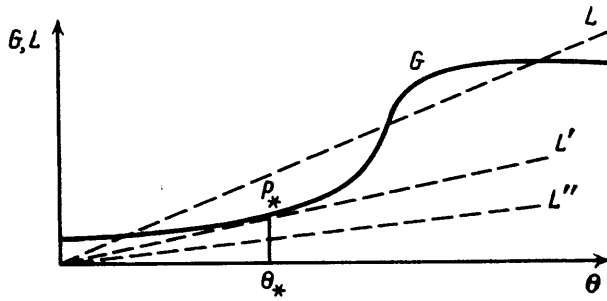
$$a_1(\theta_*^4 - 1) - a_2(\theta_* - 1) + 1 = 0, \quad 4a_1\theta_*^3 - a_2 = 0 \quad (3.3)$$

Отсюда критическая температура равна

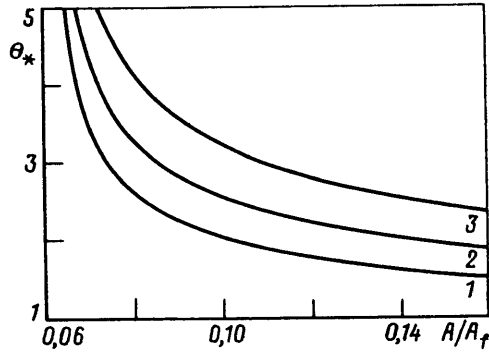
$$\theta_*^3 = b_1 \left(b_2 \frac{A_f}{A} - 1 \right)^{-1} \quad (3.4)$$

$$b_1 = \left(A_u h_c \left(1 + \frac{(1-D)A_v}{A_u h_c} (h_v - h_c) \right) + \dot{m}_o (1-D)A_v c_p \right) (4\alpha_g \sigma A T_0^3)^{-1}$$

$$b_2 = \chi \frac{\Delta h_c}{\Delta h_v} \frac{\alpha_u}{\alpha_g}$$



Фиг. 3. Диаграмма Семенова, P_* – точка вспышки



Фиг. 4. Критическая температура вспышки θ_* как функция относительной площади пожара. Вспышка имеет место выше кривых. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $b_1 = 5, 10, 20$

Здесь $A = A_u + A_l$ – общая внутренняя площадь помещения. Формула (3.4) в частном случае $\dot{m}_o = 0$ получена в [16, 17]. Если $\theta > \theta_*$, то тепловыделение превышает теплорасход и происходит полная вспышка. Зависимость критической температуры θ_* от относительной площади пожара представлена на фиг. 4 для значения параметра $b_2 = 16,1$ (для оценки b_2 использованы данные работы [5]) и разных значений b_1 . Области полной вспышки отвечает часть плоскости выше кривых. Чем больше площадь пожара, тем легче достигается вспышка. С увеличением b_1 (конвективных тепловых потерь или площади проема) или уменьшением b_2 (интенсивности пожара) критическая температура возрастает и переход пожара к полной вспышке затрудняется.

Физически ясно, что $\theta_* > \theta_i$ (согласно (3.3), $a_2 > 4a_1\theta_i^3$), т.е.

$$\frac{A_f}{A} < \frac{\Delta h_v}{\chi \Delta h_c} \frac{\alpha_g}{\alpha_u} \left(\frac{A_u h_c}{4\alpha_g \sigma A T_i^3} \left(1 + \frac{(1-D)A_v}{A_u h_c} ((h_v - h_c) + \dot{m}'_o c_p) \right) + 1 \right) \approx$$

$$\approx \frac{\Delta h_v}{\chi \Delta h_c} \frac{\alpha_g}{\alpha_u} \left(\frac{A_u h_c}{4\alpha_g \sigma A T_i^3} + 1 \right) \quad (3.5)$$

Здесь использовано $\chi \Delta h_c \gg \Delta h_v$, $A_v \ll A_u$. Выражение (3.5) показывает, что квазистационарный режим пожара возможен, если только площадь пожара ограничена отношением конвективных и радиационных тепловых потерь. Это необходимое, но недостаточное условие для существования квазистационарного режима. Ясно также, что

(3.4) имеет смысл, если только θ_* положительна, т.е. площадь пожара должна быть достаточно большой: $A_f/A > 1/b_2$.

Часто $(A_v / A_u)(h_v / h_c - 1) \ll 1$ ($A_v < A_u$, $h_v \sim h_c$), и если полный поток энтальпии через проем мал, то из (3.4) следует

$$\theta_*^3 \approx \frac{A_u h_c}{4\alpha_g \sigma A T_0^3} \left(\chi \frac{\Delta h_c}{\Delta h_v} \frac{\alpha_u}{\alpha_g} \frac{A_f}{A} - 1 \right)^{-1} \quad (3.6)$$

В этом пределе критическая температура θ_* не зависит от площади проема, так как теплотери горячего слоя контролируются тепловыми потоками к твердым стенкам. Положение площади раздела слоев внутри проема несущественно.

Подстановка θ_* из второго уравнения (3.3) в первое дает критическое соотношение между параметрами a_1 и a_2 , которое можно представить в параметрической форме

$$a_1 = (3\theta_*^4 - 4\theta_*^3 + 1)^{-1}, \quad a_2 = 4\theta_*^3(3\theta_*^4 - 4\theta_*^3 + 1)^{-1} \quad (3.7)$$

Кривая (3.7) представлена на фиг. 5. Асимптотой (3.7) является прямая $a_1 = 4a_2(\theta_* - 1)$. В различных точках граничной кривой показаны соответствующие значения θ_* . Квазистационарному режиму пожара с небольшим разогревом отвечает область параметров под граничной кривой. Выше кривой расположена область полной вспышки.

Критические условия не зависят от начальной температуры верхнего слоя T_i . Таким образом, функция g в (2.8) зависит только от двух параметров (то же справедливо и для стенок с низкой тепловой инерционностью – см. следующий раздел).

Критические условия (3.7) в аналитическом виде получены впервые. В [5–8] критические условия для частных ситуаций определялись численно.

Стенки с низкой тепловой инерционностью. Если температура стенок быстро подстраивается под температуру газа, то $\beta = 1$, $\theta_w = \theta$, и снова процесс описывается уравнением (3.2) со следующими коэффициентами:

$$a_1 = \epsilon_k - \epsilon_{r,l} - \epsilon_{r,f}, \quad a_2 = \epsilon_{c,l} + \epsilon_o \quad (3.8)$$

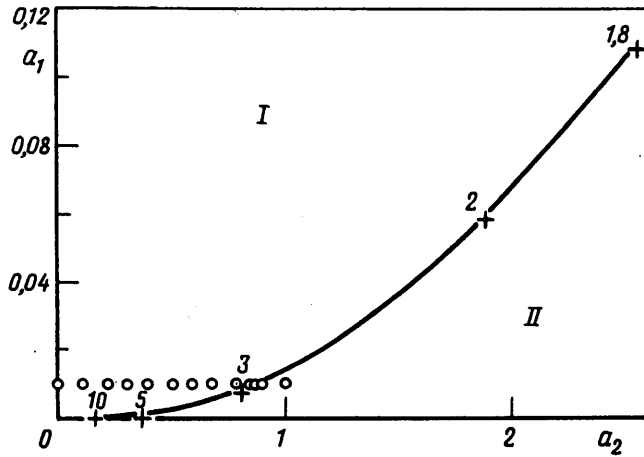
По сравнению с (3.1) здесь отсутствуют радиационные и конвективные теплотери $\epsilon_{r,w}$ и $\epsilon_{c,h}$, поскольку температуры верхнего слоя и контактирующих с ним стенок равны. Уравнения (3.2), (3.3), (3.7) и фиг. 5 не меняются. Критическая температура равна

$$\theta_*^3 = \frac{(h_v + \dot{m}_0 c_p) T_0 (1-D) A_v}{4\alpha_g \sigma T_0^4 (A_l + (1-D) A_v)} \left(\chi \frac{\Delta h_c}{\Delta h_v} \frac{\alpha_u}{\alpha_g} \frac{A_f}{A_l + (1-D) A_v} - 1 \right)^{-1} \quad (3.9)$$

Чем больше площадь проема и меньше площадь пожара и его интенсивность, тем выше критическая температура. В отличие от стенок с высокой тепловой инерционностью критическая температура сильно зависит от площади проема, поскольку в этом случае конвективные потери целиком контролируются теплопередачей через проем. Очевидно, что в случае стенок с низкой тепловой инерцией, которые быстрее нагреваются и отбирают меньше тепла от верхнего слоя, условия для полной вспышки достигаются легче. Это следует из выражений для коэффициентов a_1 и a_2

$$a_1|_{\beta=1} = a_1|_{\beta=0} + \epsilon_{r,w}, \quad a_2|_{\beta=1} = a_2|_{\beta=0} - \epsilon_{c,h} \quad (3.10)$$

Кривая на фиг. 4, разграничивающая два возможных режима пожара, в случае высокой тепловой инерционности стенок лежит целиком внутри области полной



Фиг. 5. Области вспышки и низкотемпературного режима на плоскости определяющих параметров; I – вспышка; II – квазистационарный пожар

вспышки, построенной для стенок с низкой тепловой инерционностью стенок. Уравнения (3.10) задают величину смещения граничной кривой.

4. Характерное время стадии вспышки. Найденные выше критические условия позволяют предсказать, при каких параметрах системы произойдет вспышка – внезапная интенсификация пожара. Не менее важным является вопрос о поведении системы во времени. Решение уравнения (3.2) определяет изменение температуры верхнего слоя, начиная с момента его контакта с атмосферой и до вспышки. Соответствующий временной интервал, который можно назвать периодом индукции вспышки, является характерным временем четвертой стадии развития пожара, сценарий которого дан в разд. 2. Если теплотери на этой стадии малы по сравнению с тепловыделением, то по аналогии с теорией адиабатического теплового взрыва это характерное время называется адиабатическим периодом индукции вспышки. Ниже определяются указанные характерные времена, а также полное время развития пожара от момента его инициирования до момента вспышки, равное сумме характерных времен всех четырех стадий пожара.

Адиабатический период индукции вспышки. Если тепловые потери малы, то уравнение (3.2) с начальным условием $\theta(0) = \theta_i$ принимает вид

$$\frac{d\theta}{d\tau} = 1 + \varepsilon_k (\theta^4 - 1) \quad (4.1)$$

где ε_k (см. (2.5)) характеризует тепловой поток из верхнего слоя к горящей поверхности. Так, для $\alpha_u = 0,4$ и параметров, использованных в [5] (для минимального радиуса очага 0,01 м), $\varepsilon_k \approx 0,01$. Решение уравнения (4.1) имеет две асимптотики. На малых временах $\theta \approx \theta_i$ и при таких ε_k влияние верхнего слоя на скорость горения несущественно. Уравнение (4.1) имеет решение

$$\tau = \frac{1}{4\sqrt{2}b(1-\varepsilon_k)} \left\{ \ln \left[\frac{(1+b^2\theta^2 + \sqrt{2}b\theta)^2}{1+b^4\theta^4} \frac{1+b^4\theta_i^4}{(1+b^2\theta_i^2 + \sqrt{2}b\theta_i)^2} \right] + 2\pi H \left(\theta - \frac{1}{b} \right) + 2 \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2}b\theta}{1-b^2\theta^2} - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2}b\theta_i}{1-b^2\theta_i^2} \right) \right\} \left(b = \left(\frac{\varepsilon_k}{1-\varepsilon_k} \right)^{1/4} \right) \quad (4.2)$$

где H – функция Хевисайда ($H(z) = 0, z \leq 0; H(z) = 1, z > 0$).

При конечном τ температура $\theta \rightarrow \infty$, т.е. интенсивность пожара резко возрастает из-за положительной обратной связи, обусловленной воздействием теплового излучения из верхнего теплового слоя на очаг горения. Соответствующее время τ_{ia} есть адиабатический период индукции вспышки, по истечении которого происходит вспышка, если теплотери малы.

Аналитическое выражение для τ_{ia} следует из (4.2) в пределе $\theta \rightarrow \infty$

$$\tau_{ia} = \frac{1}{4\sqrt{2}b(1-\epsilon_k)} \left(\ln \frac{1+b^4\theta_i^4}{(1+b^2\theta_i^2 + \sqrt{2}b\theta_i)^2} + 2\pi - 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2}b\theta_i}{1-b^2\theta_i^2} \right) \quad (4.3)$$

С возрастанием ϵ_k воздействие радиационного потока из верхнего слоя на очаг усиливается и период τ_{ia} уменьшается. Такое же воздействие на период индукции оказывает увеличение начальной температуры слоя. Адиабатический период индукции дает оценку минимального времени развития вспышки.

Период индукции вспышки. В общем случае наличия теплотери временная зависимость температуры следует из уравнения (2.6):

$$\tau = \int_{\theta_i}^{\theta} \frac{d\theta}{a_1(\theta^4 - 1) - a_2(\theta - 1) + a_3\theta^3 + a_4\theta^2 + 1} \quad (4.4)$$

Численное решение уравнения (4.4) представлено на фиг. 6. Расчеты проведены для точек на фиг. 5. Возрастание теплотери a_2 приводит к снижению температуры и затягиванию периода индукции вспышки. Если теплотери превышают величину $a_{2*} = 0,89$, вспышка отсутствует, реализуется квазистационарный низкотемпературный режим (фиг. 6, кривые 10, 11).

По аналогии с [14, 15] можно получить аналитическую формулу для периода индукции вспышки, если параметры системы a_1 и a_2 близки к критическим, т.е. соответствующие точки лежат вблизи граничной кривой.

Если теплотери возрастают так, что $a_2 \rightarrow a_{2*}$, то соответствующие температурные кривые заполняют всю область между кривыми 9 и 10 на фиг. 6. Для значений a_2 , очень близких, но больших, чем a_{2*} , период индукции сильно возрастает и система проводит значительное время при температурах, для которых кривые тепловыделения и теплоотвода близки друг к другу, а производная dT/dt мала. Период индукции вспышки можно найти приближенно из уравнения (4.4), считая, что система в течение почти всего периода индукции проходит узкий зазор между этими кривыми. Интеграл (4.4) можно переписать в виде

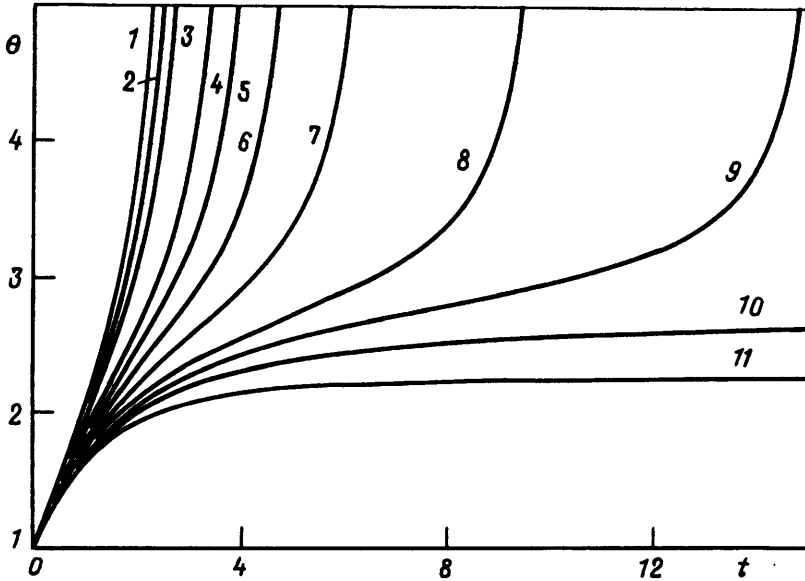
$$\tau_i = \frac{1}{a_1} \int_{\theta_i}^{\infty} \frac{d\theta}{\theta^4 - m\theta + n}, \quad m = \frac{a_2}{a_1}, \quad n = \frac{1 - a_1 + a_2}{a_1} \quad (4.5)$$

На плоскости (m, n) граничная кривая $n_* = f(m_*)$ задается параметрически: $m_* = 4\theta_*^3$, $n_* = 3\theta_*^4$ (см. (3.7)). Выше этой кривой при $m_* > 4$, $n_* > 3$ находится область вспышки. Рассматривая точки m, n (соответственно a_1, a_2), близкие к граничной кривой со стороны области вспышки, для малых отклонений температуры от θ_* (необходимо удерживать члены второго порядка малости) можно записать

$$\theta = \theta_* \left(1 + \delta + \frac{1}{2} \delta^2 \right), \quad d\theta = \theta_* d\delta$$

$$m \approx 4\theta_*^3 \left(1 + 3\delta + \frac{9}{2} \delta^2 \right) = 4\theta_*^3 (1 + \xi), \quad n \approx 3\theta_*^4 (1 + 4\delta + 8\delta^2) = 3\theta_*^4 (1 + \eta) \quad (4.6)$$

где $\delta, \xi, \eta \ll 1$. Точка (m, n) находится внутри области вспышки, если $n > f(m)$, или



Фиг. 6. Зависимость температуры от времени для $a_1 = 0,01$, $\theta_i = 1$, $\beta = 0$ и при различных уровнях теплотерь $a_2 = 0; 0,1; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,85; 0,9; 1$ (кривые 1 – 11; кривая 1 – адиабатическая вспышка)

$3\eta > 4\xi$. Подставляя (4.6) в (4.5) и предполагая, что δ , ξ , η имеют одинаковый порядок малости, получим

$$\tau_i \approx \frac{1}{a_1 \theta_*^3} \int_x^\infty \frac{d\delta}{6\delta^2 - 4\delta\xi - 4\xi + 3\eta} \approx \frac{1}{6a_1 \theta_*^3 S} \int_{x/S}^\infty \frac{dz}{z^2 + 1} \quad (4.7)$$

$$x = \left(\frac{\theta_i}{\theta_*} - 1 \right), \quad z = \frac{1}{S} \left(\delta - \frac{1}{3}\xi \right), \quad S^2 = \frac{1}{2}\eta - \frac{2}{3}\xi = \frac{\theta_*^4 - m\theta_* + n}{6\theta_*^4}$$

Окончательно имеем

$$\tau_i \approx \frac{1}{6a_1 \theta_*^3 S_1} \operatorname{arctg} z \Big|_{x/S_1}^\infty \approx \frac{2\sqrt{6}}{3} \frac{1+n-m}{mS_1} \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{6}}{S_1} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{m_*}{n_*} \theta_i \right) \right] \quad (4.8)$$

$$S_1^2 = 1 - 4 \frac{m}{m_*} + 3 \frac{n}{n_*}$$

где m и n – известные функции a_1 и a_2 . Здесь параметр характеризует отклонение системы от граничной кривой в область вспышки. При $\theta_i = 1$ формула совпадает с полученной в [17]. При m и n , стремящихся к m_* , n_* , S_1 стремится к нулю и период индукции стремится к бесконечности как $1/S_1$.

Для примера рассмотрим точку $a_1 = 0,01$; $a_2 = 0,8$ и $\theta_i = 1$. Тогда $m = 80$, $n = 179$, $\tau_i = 9,89$ (кривая 8 на фиг. 6). Формула (4.8) дает $\tau_i = 11,31$, что отличается на 14,3% от величины, полученной численным интегрированием исходного уравнения. С приближением точки к граничной кривой ошибка должна уменьшаться.

5. Продолжительность различных стадий процесса. Для оценки времени первой стадии – подъема плавучей струи, порожденной иницированием горения, можно использовать подход, предложенный в [18], дополнительно учитывая положение виртуального источника. В [18] используется известное автомодельное решение [19] для

осесимметричной плавучей струи

$$b = c_l(z + z_0), \quad \frac{W_m}{\sqrt{g(z + z_0)}} = c_v(Q^*(z + z_0))^{1/3}, \quad \frac{\Delta T_m}{T_0} = c_T(Q^*(z + z_0))^{2/3} \quad (5.1)$$

$$Q^*(z) = \frac{\dot{Q}_0}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g z z^2}} = \left(\frac{D^*}{z}\right)^{5/2}, \quad D^* = \left(\frac{\dot{Q}_0}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}}\right)^{3/5} \quad (5.2)$$

Здесь z – вертикальная координата, измеряемая от нижней границы области; z_0 – координата виртуального источника, которую с достаточной точностью можно взять равной $z_0 = 1,5\sqrt{A_f}$ (в м); b – радиус струи; c_l, c_r, c_T – константы; W_m и T_m ($\Delta T_m = T_m - T_0$) – скорость и температура на оси струи, D^* – эффективный "плавучий" диаметр. Массовый поток от точечного плавучего источника равен

$$\dot{m}_{pl}(z + z_0) = \pi \rho_0 W_m b^2 = c_m \rho_0 \sqrt{g(z + z_0)}(z + z_0)^2 (Q^*(z + z_0))^{1/3} \quad (c_m = \text{const}) \quad (5.3)$$

Требуемое время t_j получается в результате интегрирования кинематического уравнения по z от 0 до H

$$2 \frac{dz}{dt} = W_m = c_v \sqrt{g(z + z_0)} \left[\frac{D^*}{(z + z_0)}\right]^{5/6} \quad (5.4)$$

$$t_j = \frac{3}{2c_v} \sqrt{\frac{D^*}{g}} \left[\left(\frac{H + z_0}{D^*}\right)^{4/3} - \left(\frac{z_0}{D^*}\right)^{4/3} \right] \quad (5.5)$$

где $c_v = 3,87$ [19].

Для оценки продолжительности второй стадии процесса – стадии растекания – заметим, что радиус поперечного сечения струи в плоскости контакта натекающей струи продуктов горения с потолком

$$b = c_l(H + z_0) = 0,131(H + 1,5\sqrt{A_f}) \quad (5.6)$$

Скорость растекания продуктов горения вдоль потолка определена в [20]

$$U = 0,095 \left(\frac{\dot{Q}_0}{r}\right)^{1/3} \left(\frac{H}{r}\right)^{1/2} \quad (r > 0,15H) \quad (5.7)$$

где \dot{Q}_0 в Кв, r и H в м, U в м/с.

Подставляя (5.7) в уравнение

$$t_s = \int_b^{L_c} \frac{dr}{U(r)} \quad (5.8)$$

где L_c – характерное расстояние от края области натекания струи до наиболее удаленной точки потолка, и учитывая (5.7), получим

$$t_s = 5,7 \frac{L_c^{11/6}}{\dot{Q}_0^{1/3} H^{1/2}} \left[1 - 0,024 \left(\frac{H + 1,5\sqrt{A_f}}{L_c}\right)^{11/6} \right] \quad (5.9)$$

Время расширения верхнего дымового слоя t_e следует из уравнения, полученного в [18] (см. также [10, 11]) из баланса массы нижнего холодного слоя с использованием

(5.3) и в пренебрежении потоком массы, вытекающим через проем (что справедливо, если мощность пожара не слишком велика)

$$\frac{h_l(t)}{H} = \left(1 + \frac{t}{\tau_{pl}}\right)^{-3/2}, \quad \tau_{pl} = 3\rho_0 \frac{AH}{2\dot{m}_{pl}(H)} \quad (5.10)$$

Здесь τ_{pl} – характерное время расширения верхнего слоя до верхнего среза проема. Подстановка $t = t_e$, $h_l(t_e) = H - \Delta$ (где $h_l(t_e)$ – высота верхнего слоя в момент t_e) дает

$$t_e = \frac{3}{2} \frac{\rho_0 AH}{\dot{m}_{pl}(H)} \left(\left(\frac{H}{H - \Delta} \right)^{2/3} - 1 \right) = \frac{3}{2} \frac{A}{c_m \sqrt{g} H^{3/2} (Q^*(H))^{1/3}} \left(\left(\frac{H}{H - \Delta} \right)^{2/3} - 1 \right) \quad (5.11)$$

Оценка начальной температуры для стадии вспышки следует из теплового баланса газа в помещении на стадии расширения верхнего слоя

$$\frac{d}{dt} c_p (m_u T_u + m_l T_l) = \dot{Q}_0 \quad (5.12)$$

в котором пренебрегается потоком энтальпии через проем, m_u, m_l – массы газа в верхнем и нижнем слоях соответственно. Предполагая, что $T_l \approx T_0$, $m_u + m_l \approx \rho_0 AH = k$ (потоки массы от очага горения и через проем малы по сравнению с общей массой газа внутри помещения), находим

$$c_p \frac{d}{dt} m_u (T_u - T_0) = \dot{Q}_0 \quad (5.13)$$

что согласуется с [18]. Интегрирование по времени от 0 до t_e дает с учетом того, что $m_u(t_e) \approx \rho_0 AH - \rho_0 A h_l(t_e)$, и формул (5.10), (5.11)

$$T_i = T_0 + \frac{3}{2} \frac{\dot{Q}_0}{c_p \dot{m}_{pl}(H)} \frac{H}{\Delta} \left(\left(\frac{H}{H - \Delta} \right)^{2/3} - 1 \right) \quad (5.14)$$

Таким образом, $T_i \approx T_0$, только если $\dot{Q}_0 t_e / c_p T_0 \ll 1$, т.е. полная энергия, выделяемая к концу третьей стадии, намного меньше, чем полная тепловая энергия, запаянная в верхнем тепловом слое.

Заключение. Рассмотрен четырехстадийный процесс развития пожара в помещении с одним проемом с момента его инициирования и до полной вспышки. Стадия вспышки, которой предшествуют стадии конвективной струи, растекания продуктов горения вдоль потолка и расширения верхнего слоя до верхнего края проема, начинается вскоре после достижения верхним дымовым слоем верхнего среза открытого проема и его прямого контакта с атмосферой. Возможность вспышки определяется критическими условиями, которые найдены на основе баланса тепла верхнего слоя, рассмотренного для четвертой стадии пожара. Таким образом, показана роль традиционных исследований вспышки на основе диаграммы Семенова в общем анализе развития пожара с момента его инициирования. Критические условия впервые получены в достаточно общем виде как связь между определяющими безразмерными параметрами системы. В случае стенок с малой и большой инерционностью они выражаются простыми аналитическими соотношениями.

Найдено полное время развития вспышки как сумма характерных времен четырех стадий процесса. По аналогии с адиабатическим тепловым взрывом введен и найден адиабатический период индукции вспышки, позволяющий оценить наименьшее время развития пожара. Дано аналитическое выражение для периода вспышки для параметров системы, близких к критическим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. Quincy: National Fire Protection Association, 1988.
2. *Rashbash D.J.* Major disasters involving flashover // *Fire Safety Journal*. 1991. V. 17. P. 85–93.
3. *Thomas P.H., Bullen M.L., Quintiere J.G., McCaffrey B.J.* Flashover and instabilities in fire behaviour // *Combust. and Flame*. 1980. V. 38. № 2. P. 159–171.
4. *Thomas P.H.* Fires and flashover in rooms – a simplified theory // *Fire Safety Journal*. 1980. V. 3. № 1. P. 67–76.
5. *Bishop S.R., Holborn P.G., Beard A.N., Drysdale D.D.* Nonlinear dynamics of flashover in compartment fires // *Fire Safety Journal*. 1993. V. 21. № 1. P. 11–45.
6. *Holborn P.G., Bishop S.R., Drysdale D.D., Beard A.N.* Experimental and theoretical models of flashover // *Fire Safety Journal*. 1993. V. 21. № 3. P. 257–266.
7. *Beard A.N., Drysdale D.D., Holborn P.G., Bishop S.R.* A non-linear model of flashover // *Fire Science and Technology*. 1992. V. 12. № 2. P. 11–27.
8. *Beard A.N., Drysdale D.D., Holborn P.G., Bishop S.R.* A model of instability and flashover // *J. Appl. Fire Sci*. 1994. V. 4. № 1. P. 3–16.
9. *Drysdale D.D.* An introduction to fire dynamics. Chichester: Wiley, 1985. 423 p.
10. *Quintiere J.G.* Fundamentals of enclosure "zone" models // *J. Fire Protection Eng*. 1989. V. 1. № 3. P. 99–119.
11. *Thomas P.H.* The growth of fire-ignition to full involvement // *Combustion Fundamentals of Fire / Ed. G. Cox. Acad. Press, 1995. P. 273–328.*
12. *Zukoski E.E.* Properties of fire plumes // *Combustion Fundamentals of Fire / Ed. G. Cox. Acad. Press, 1995. P. 101–219.*
13. *Makhviladze G.M., Philippov V.D.* Unsteady-state zone model of free convection within a venting enclosure // *J. Loss Prevention Processes in Industry*. 1991. V. 4. № 1. P. 246–251.
14. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 491 с.
15. *Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М.* Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
16. *Graham T., Makhviladze G., Roberts J.* Critical conditions for flashover in enclosed ventilated fires // *Fire Eng. and Emergency Planning: Res. and Appl. London: E&F Spon, 1995. P. 18–26.*
17. *Graham T., Makhviladze G., Roberts J.* On flashover in compartment fires // *Fire Safety by Design. Northern Branch (Int.) Conference, Institution of Fire Engineers, Sunderland, 1995. 11 p.*
18. *Zukoski E.E.* Development of a stratified ceiling layer in the early stages of a closed room fire // *Fire Materials*. 1978. V. 2. № 2. P. 54–62.
19. *Morton B.R., Taylor G.I., Turner J.S.* Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A*. 1956. V. 234. № 1196. P. 1–23.
20. *Alpert R.L.* Calculation of response time of ceiling-mounted fire detectors // *Fire Technology*. 1972. V. 8. № 3. P. 181–195.

Москва
Престон

Поступила в редакцию
2.XI.1995