

УДК 519.6 + 536.46 + 614.841

ГАЗООБМЕН ЧЕРЕЗ ПРОЕМ ПРИ УЧЕТЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОМЕЩЕНИИ С ПОЖАРОМ

Кузьмицкий В.А., д.ф.-м.н., ст.н.с., Осяев В.А., Полевода И.И., к.т.н., доцент

В рамках интегральной модели при аппроксимации определенной экспериментально зависимости температуры вдоль вертикальной координаты z помещения с пожаром с помощью соотношения $T(x,t) \sim T_m(t)/(1-\alpha x)$ ($T_m(t)$ – среднеобъемная температура, $\alpha = \alpha(T_m)$, $x = z/h-1$, $h = H/2$ – полувысота) рассмотрены аналогичные зависимости давления и плотности газовой среды. Анализ проведен при предположении справедливости уравнения состояния идеального газа для среднеобъемных величин и пренебрежения конвективным течением воздуха в помещении. Обсуждено положение плоскости равного давления. Получены аналитические выражения для массовых расходов через проем горячих газов и наружного воздуха.

(Поступила в редакцию 28 апреля 2009 г.)

Введение

Современные расчеты опасных факторов пожара, необходимые для определения его критической продолжительности и расчетного времени эвакуации людей, используют интегральные, зонные и полевые модели [1–4]. Интегральная модель – самая простая из них – рассматривает зависящие от продолжительности пожара t среднеобъемные величины, характеризующие газовую среду в помещении: плотность ρ_m , температуру T_m , давление P_m , а также оптическую концентрацию дыма μ_m , парциальные концентрации кислорода ρ_{O_2} и токсических газов (СО, НСІ, HCN и др.) $\rho_{m,i}$. Указанные величины должны быть найдены из решения уравнений баланса, образующих систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Достоинство интегральной модели состоит в том, что при ряде предположений она допускает аналитические решения [3, 5], которые, в свою очередь, являются основой нормативных документов [6] и широко используются в инженерных расчетах.

Вместе с тем интегральная модель зачастую недостаточно точна, что указывает на необходимость учета распределений рассматриваемых величин (или части из них) по координатам помещения. В частности, расчеты динамики пожара, проведенные в [7], и их сравнение с экспериментальными данными [1] свидетельствуют о недостатках методики учета газообмена через открытые проемы в существующих вариантах интегральных моделей. В настоящей работе приняты во внимание результаты экспериментального определения распределения температуры в помещении с пожаром [1, 8]. На их основе рассмотрен газообмен в помещении и получены аналитические соотношения для массовых расходов через проем горячих газов G_T и наружного воздуха G_B .

Распределение по высоте температуры газовой среды. Полученные в работах [1, 8] данные измерений зависимости температуры вдоль вертикальной оси z помещения с пожаром могут быть аппроксимированы аналитическим выражением

$$T(x,t) = N_T T_m(t)/(1 - \alpha x), \quad (1)$$

где $x = z/h - 1$, (координата z отсчитывается от пола);

$h = H/2$ – полувысота помещения ($x = -1$ и $x = 1$ отвечают соответственно полу и потолку);

N_T – нормировочный множитель.

В свою очередь величина α может быть приближенно задана как линейная функция $T_m(t)$, $\alpha = \alpha'[T_m(t) - T_a]$, где α' – коэффициент, который из обработки данных эксперимента [1]

для диапазона температур $T_{\text{ОФП}} - T_a$ ($T_a = 273 \div 293$ К, $T_{\text{ОФП}} = 343$ К = 70 °С – значение опасного фактора по температуре) оценен как $\alpha' \cong 1/200 \div 1/300$ град⁻¹.

Усреднение температуры $\langle T(x,t) \rangle$ для распределения (1) и отождествление результата с T_m дает нормировочный множитель $N_T = 2\alpha / \ln[(1+\alpha)/(1-\alpha)]$. Величина его близка к единице – для указанного диапазона температур $\alpha \cong 0 \div 0,35$, и $N_T \cong 1,00 \div 0,96$; тогда из (1) следует, что температура на полувысоте ($z = h$, $x = 0$) практически совпадает со среднеобъемной. Интегральная модель рассматривает также обратную температуру $1/T$, среднее значение которой $\langle 1/T \rangle \cong 1/T_m'$ фигурирует в уравнении состояния идеального газа для среднеобъемных величин (что справедливо при небольших вариациях давления в помещении), $P_m = R\rho_m T_m'$, (R – газовая постоянная воздуха). Усреднение $\langle 1/T(x,t) \rangle$ для распределения (1) дает $T_m' = N_T T_m$, что отвечает тому, что различие между T_m' и T_m для актуального диапазона температур не превосходит 5 %.

Распределения по высоте давления и плотности газовой среды. Для нахождения действия проема (проемов) необходимо знать зависимость давления $P(x,t)$ от параметра $x = z/h - 1$. Для ее определения будем исходить, во-первых, из уравнения состояния идеального газа $P(x,t) = R\rho(x,t)T(x,t)$, где $\rho(x,t)$ – плотность газовой среды. Во-вторых, учтем, что распределение температуры (вида (1)) означает, вообще говоря, возникновение не равной нулю архимедовой силы (отнесенной к единице площади) $F_{\text{Арх}} = P(x + dx, t) + P(x, t) - \rho(x,t)ghdx = -dP - \rho(x,t)ghdx$, действующей на слой газа hdx , что, в свою очередь, приводит к его конвективному течению (g – ускорение свободного падения). В рамках интегральной модели, оперирующей среднеобъемными величинами, само по себе конвективное движение газа внутри помещения не может приводить к изменению среднеобъемной плотности, это изменение связывается только с действием проемов. В соответствии с этим архимедовой силой пренебрегают, и для градиента давления, как и в гидростатике, имеем:

$$\frac{dP}{dx} = -\rho(x,t)gh = -[ghP(x,t)]/RT(x,t). \quad (2)$$

Необходимо подчеркнуть, что такое приближение следует считать противоречием интегральной модели, так как экспериментально в разных точках помещения с пожаром наблюдается различие в давлении δP , составляющее десятки паскалей, а среднеобъемное давление P_m отличается от атмосферного P_a на сотые доли процента ([1], с. 9–10, 41–42).

Таблица – Скорость потоков воздуха в зависимости от разности давлений, оцененная из уравнения Бернулли $v = \sqrt{2\delta P_a / \rho_a}$ ($\rho_a = 1,287$ кг/м³, $P_a = 1,013 \cdot 10^5$ Па)

δP , Па	$\delta P/P_a$, %	v , м/с	v , км/ч
1	0,001	1,25	4,49
5	0,005	2,79	10,03
10	0,01	3,94	14,2
15	0,015	4,83	17,38
20	0,02	5,54	20,06
30	0,03	6,83	24,58
40	0,04	7,88	28,38
50	0,05	8,81	31,73
100	0,1	12,47	44,90

В свою очередь, такой, на первый взгляд, небольшой разности давлений δP достаточно для того, чтобы в помещении с пожаром возникло интенсивное течение воздуха со скоростями в десятки километров в час (см. табл.), обеспечивая активный газообмен.

Решение уравнения (2) с учетом (1) и предположения, что уравнение состояния идеального газа выполняется для среднеобъемных величин, дает

$$P(x,t) = P_0 \exp\left\{-\frac{gh}{R} \int_0^x \frac{dx}{T(x,t)}\right\} = P_0 \exp\left\{-[\rho_m(t)gh/P_m(t)](x - \alpha/2x^2)\right\}, \quad (3)$$

где $P_0 = P(0,t)$ – давление на уровне полувысоты $x = 0$.

Для давления наружного воздуха $P_{\text{нар}}(x)$ имеем (барометрическая формула, $T_a = \text{const}$):

$$P_{\text{нар}}(x) = P_a \exp\left\{-[\rho_a gh/P_a]x\right\}, \quad (4)$$

где ρ_a и P_a соотносятся с плотностью и давлением наружного воздуха на уровне половины высоты помещения.

Учтем, что множители $\rho_m gh/P_m$ и $\rho_a gh/P_a$ в экспонентах (3) и (4) малы – $\rho_m gh/P_m \sim \rho_a gh/P_a \sim 1,3 \text{ кг/м}^3 \cdot 9,8 \text{ м/с}^2 \cdot 5 \text{ м/10}^5 \text{ Па} \sim 0,001 = 0,1\%$. В соответствии с этим, разлагая экспоненту (3) в ряд, получим

$$P(x,t) = P_0 - \rho_m gh(x - \alpha x^2/2) \cdot P_0/P_m. \quad (5)$$

Здесь необходимо отметить, что соотношение между P_0 и P_m содержит неопределенность, связанную с выбором варианта уравнений интегральной модели пожара.

Если считать, что уравнение для производной $\frac{dP_m}{dt}$ изначально в соответствии с малостью

изменения давления в течение пожара приравнивается к нулю, то $P_m = P_a$, тогда и $P_0 = P(0,0)$, и так как давление в помещении на уровне полувысоты в начале пожара такое же, как и наружное атмосферное давление P_a на том же уровне полувысоты помещения, то и $P_0 = P_a$;

в итоге $P_0 = P_m = P_a$. Если же считать, что в системе уравнений баланса производная $\frac{dP_m}{dt}$

рассматривается в явном виде, то между величинами P_m , P_0 и P_a следует, вообще говоря, делать различие. (Это же верно и в том случае, если в явном виде рассматривать

производные $\frac{d\rho_m}{dt}$ и $\frac{dT_m}{dt}$, а P_m находить на основе уравнения состояния после (численного)

определения ρ_m и T_m). Такое различие в соответствии с вышеупомянутым фактом малости δP должно быть, однако, величиной первого порядка малости $O(\delta P)$, и в нулевом приближении по давлению по-прежнему $P_0 = P_m = P_a$.

В рамках рассматриваемого подхода после усреднения (5), $\langle P(x,t) \rangle = P_m$, находим связь между P_0 и P_m :

$$P_0 = P_m/[1 + (\rho_m gh/P_m) \cdot \alpha/6] \cong P_m - \rho_m gh \cdot \alpha/6, \quad (6)$$

что совпадает с формулой, полученной в [1, 3]. Из формулы (6) следует, что на ранней стадии пожара различие между среднеобъемным давлением P_m и давлением на уровне полувысоты пренебрежимо.

Из выражения (5) следует также, что распределение плотности $\rho(x,t) = -\frac{dP}{dx}/gh$ имеет вид:

$$\rho(x,t) = \rho_m(t)(1 - \alpha x) \cdot P_0/P_m \approx \rho_m(t)(1 - \alpha x) \quad (7)$$

(приближенное выражение совпадает с соответствующими формулами публикаций [1, 3]).

Если в формулах (5) и (6) отбросить член, пропорциональный α (нулевое приближение по α), то

$$P^{(0)}(x, t) = P_m - \rho_m g h x. \quad (8)$$

Формула (8) в соответствии с разложением экспоненты (4) дополняется [1–3] аналогичной формулой для наружного давления:

$$P_{\text{нар}}^{(0)}(x) = P_a - \rho_a g h x, \quad (9)$$

и на этой основе рассмотрено несколько возможных случаев работы проемов.

Плоскость равного давления (нейтральная плоскость). Рассмотрим разность давлений в помещении и вне его, $\Delta P(x, t) = P(x, t) - P_{\text{нар}}(x, t)$. В нулевом по α приближении с учетом (8) и (9) эта величина равна

$$\Delta P^{(0)}(x, t) = P^{(0)}(x, t) - P_{\text{нар}}^{(0)}(x) = [P_m(t) - P_a] + [\rho_a - \rho_m(t)] g h x. \quad (10)$$

Приравнивание к нулю $\Delta P^{(0)}(x, t) = 0$ при $x = x_{*0}$ дает положение плоскости равного давления (ПРД):

$$x_{*0} = -[P_m(t) - P_a] / [\rho_a - \rho_m(t)] g h. \quad (11)$$

(Если приравнять друг к другу (3) при $\alpha = 0$ и (4), то с учетом $P_0 = P_m$ получаем несколько другое выражение для ПРД: $x_{*0} = \ln[P_a/P_m(t)] / \{[\rho_a/P_a - \rho_m(t)/P_m(t)] g h\}$, которое, однако, сводится к (11) при условии $[P_m(t) - P_a]/P_m \ll 1$ и $\rho_a g h/P_m \ll 1$).

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют несколько возможных вариантов линейной зависимости $\Delta P^{(0)}(x)$, связанных с вариацией параметров $[P_m(t) - P_a]$ и $[\rho_a - \rho_m(t)] g h$. Из рисунка 1 (развитая стадия пожара, $[P_m(t) - P_a] \ll [\rho_a - \rho_m(t)] g h x$) видно, что «правильная» работа проема (под проемом здесь в явном виде следует понимать ворота, см. также ниже) – в нижнюю часть помещения поступает холодный воздух, $\Delta P^0 < 0$, а в верхней части происходит выброс горячих газов, $\Delta P^0 > 0$, – осуществляется, прежде всего, за счет положительного коэффициента наклона прямой $[\rho_a - \rho_m(t)] g h$ (плотность горячих газов меньше плотности наружного воздуха). Слагаемое $[P_m(t) - P_a]$ в зависимости от знака смещает прямую $[\rho_a - \rho_m(t)] g h x$, проходящую через точку $x = 0$ (уровень полувысоты) вверх ($P_m(t) > P_a$), что увеличивает область действия проема на выброс горячих газов, или вниз ($P_m(t) < P_a$), что увеличивает область действия проема на приток в помещение холодного воздуха. В приближении $P_m = P_a = \text{const}$ ПРД проходит на уровне середины высоты помещения. На начальной стадии пожара (рисунок 2) коэффициент наклона $[\rho_a - \rho_m(t)] g h$ мал. В этом случае с учетом вариации $[P_m(t) - P_a]$ возможен режим работы проема или целиком на выброс горячих газов ($x_{*0} = -1$, ПРД у пола, при этом $P_m(t) - P_a = [\rho_a - \rho_m(t)] g h$), или целиком на приток холодного воздуха ($x_{*0} = 1$, ПРД у потолка, при этом $P_m(t) - P_a = -[\rho_a - \rho_m(t)] g h$). Экспериментально первый режим работы проема, а именно с выбросом нагретых газов в течение короткого времени после начала пожара, действительно наблюдается [2].

Следует отметить ряд других особенностей:

1) Положение ПРД x_{*0} (11) может выходить за пределы $x = \pm 1$, что определяется соотношением вклада от линейной части $[\rho_a - \rho_m(t)] g h x$ и константы $[P_m(t) - P_a]$, причем, как свидетельствуют расчеты, если поведение $\rho_m(t)$ в зависимости от времени монотонное [7, 9], то для $P_m(t)$ характерны заметные вариации относительно P_a [9]. Здесь же можно отметить, что система уравнений интегральной модели обладает неприятным свойством – так называемой жесткостью (в математическом смысле, см., например, [10]), что может приводить к значительным ошибкам при ее решении [3, 7, 9].

2) При $t=0$ положение ПРД содержит неопределенность вида $0/0$, которая при решении уравнений интегральной модели может быть преодолена вариациями начальных условий [7].

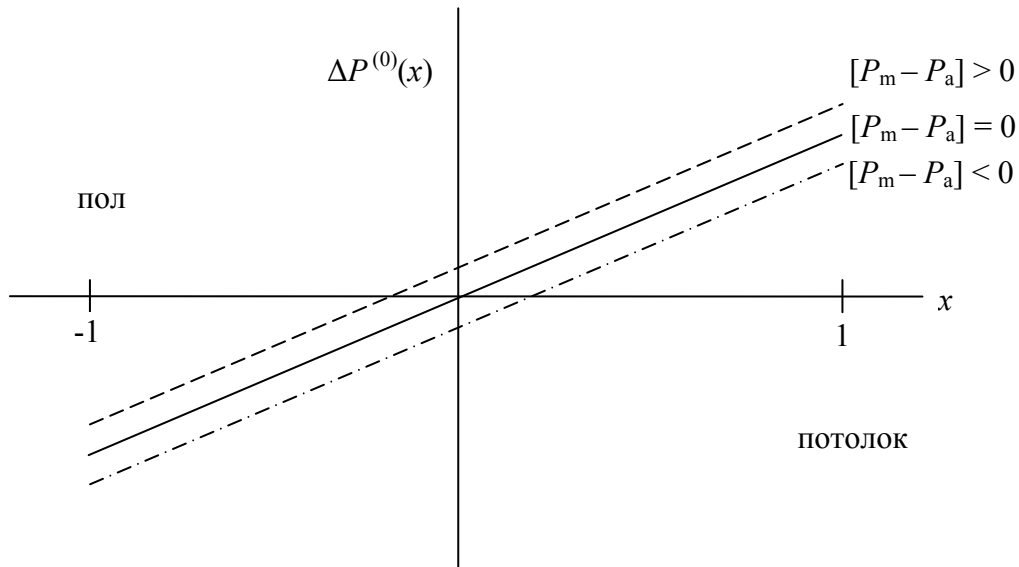


Рисунок 1 – Разность давлений в нулевом приближении по α , $\Delta P^{(0)}(x,t)$, на развитой стадии пожара ($[P_m(t) - P_a] \ll [\rho_a - \rho_m(t)]ghx$)

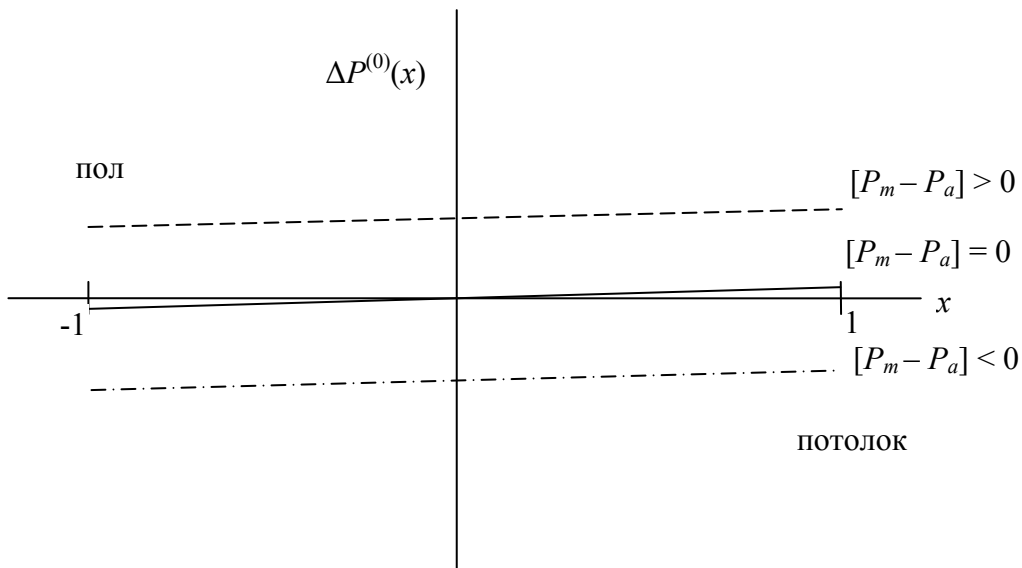


Рисунок 2 – Разность давлений в нулевом приближении по α , $\Delta P^{(0)}(x,t)$ на ранней стадии пожара ($[P_m(t) - P_a] \gg [\rho_a - \rho_m(t)]ghx$)

Как представляется, отмеченные математические затруднения являются следствием пренебрежения конвективным течением газа внутри помещения, что указывает на необходимость, вообще говоря, выхода за рамки интегральной модели.

Рассмотрим теперь разность давлений $\Delta P(x,t) = P(x,t) - P_{нар}(x,t)$ в общем случае, когда $\alpha \neq 0$. В соответствии с (5), (6) и (9) получаем:

$$\Delta P(x,t) = [P_m(t) - P_a] - \rho_m g h \cdot \alpha / 6 + (\rho_a - \rho_m) g h x + \rho_m g h \cdot \alpha x^2 / 2 = \Delta P^{(0)}(x,t) + \alpha \cdot \rho_m g h (-1/6 + x^2/2) \quad (12)$$

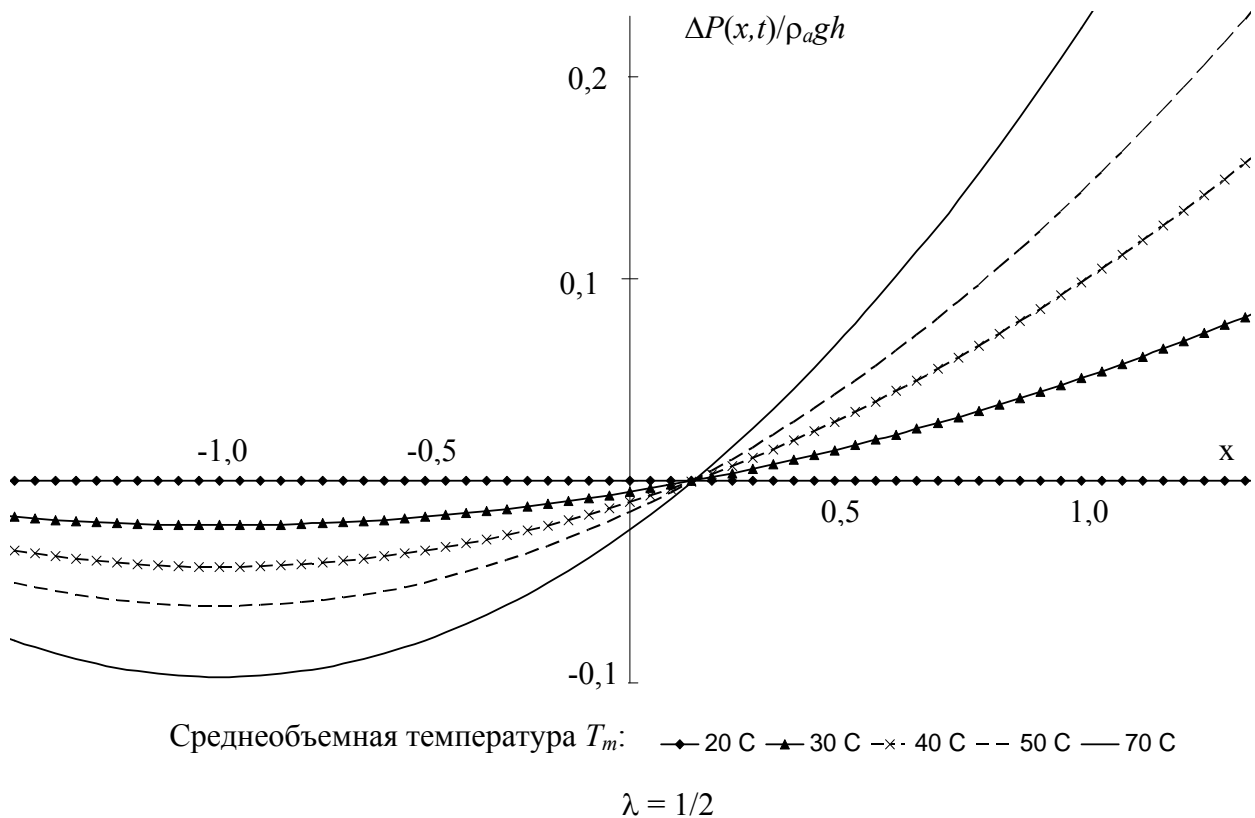
(для $P_{нар}^{(0)}(x, t)$ по-прежнему используется линейное по x приближение (9)). Рисунки 3 и 4 иллюстрируют поведение $\Delta P(x)$ в зависимости от вклада отдельных слагаемых в (12).

Положение ПРД теперь определяется из решения квадратного уравнения $\Delta P(x, t) = 0$, имеющего два корня:

$$\begin{aligned} x_{*1} &= x_0' / \{ [1 + (1 + 4\lambda x_0')^{1/2}] 2 \}, \\ x_{*2} &= x_0' / \{ [1 - (1 + 4\lambda x_0')^{1/2}] 2 \}, \end{aligned} \quad (13)$$

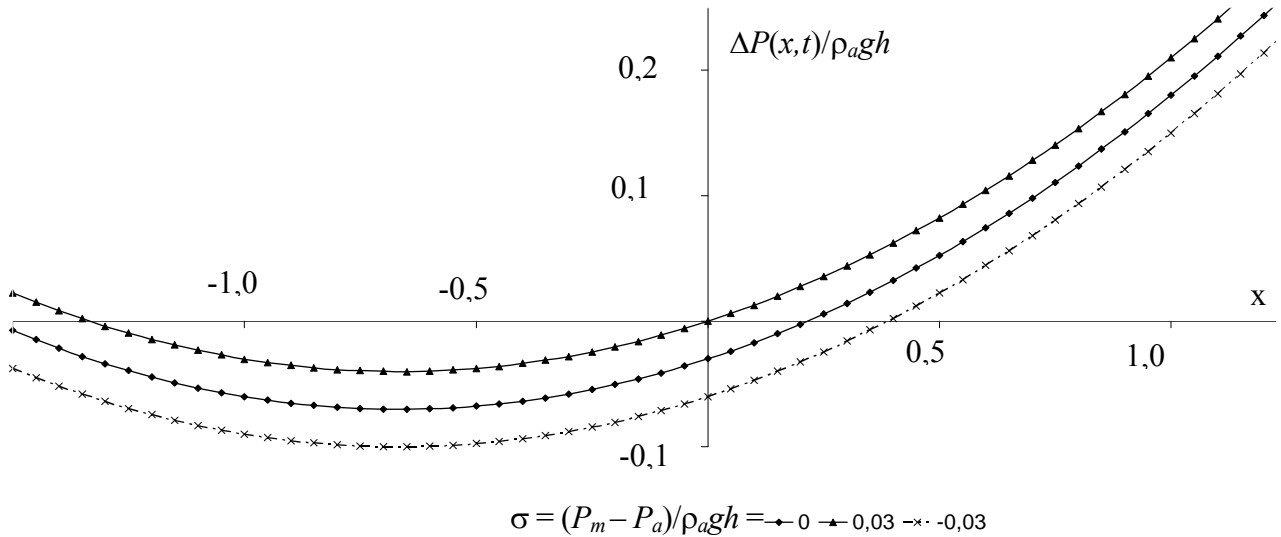
где $\lambda = \alpha / 2 \cdot \rho_m / [\rho_a - \rho_m(t)]$, $x_0' = x_{*0} + \alpha / 6 \cdot \rho_m / [\rho_a - \rho_m(t)] = x_{*0} + \lambda / 3$.

Если формально устремить α к нулю ($\alpha \rightarrow 0$) то первый корень будет стремиться к корню нулевого по α приближения, $x_{*1} \rightarrow x_{*0}$.



**Рисунок 3 – Разность давлений $\Delta P(x, t)$ (12), $[P_m(t) - P_a] = 0$.
Для оценки λ использованы приближения $\alpha = \alpha'(T_m - T_a)$ и $\rho_m T_m = \rho_a T_a$**

При этом малые, но не равные нулю α ведут к положительной добавке $\alpha / 6 \cdot \rho_m / [\rho_a - \rho_m(t)]$ к x_{*0} , сдвигая его вправо, что отвечает уменьшению части проема, действующей на выброс горячих газов (см. также ниже). Второй корень при аналогичном стремлении $\alpha \rightarrow 0$ стремится в зависимости от знака x_0' к $\pm \infty$, $x_{*2} \rightarrow \pm \infty$, и его следует отбрасывать. Такое поведение корней x_{*1} и x_{*2} не очевидно, однако на развитой стадии пожара, что необходимо учитывать при решении уравнений интегральной модели, обращая внимание, в частности, на $[P_m(t) - P_a]$. Во всяком случае, если x_{*1} и x_{*2} окажутся сопоставимыми и лежащими в интервале $[-1, 1]$ – результат, заслуживающий отдельного обсуждения, – и это будет означать отсутствие единственной плоскости равного давления. Впрочем, в рамках интегральной модели результат такого рода следует, по-видимому, признать артефактом, и в целом при расчетах следует брать только корень x_{*1} .



Среднеобъемная температура $T_m = 60 \text{ C}$, $\lambda = 3/4$

Рисунок 4 – Разность давлений $\Delta P(x,t)$ (12) в зависимости от параметра $\sigma = (P_m - P_a)/\rho_a g h$. Для оценки λ использованы приближения $\alpha = \alpha'(T_m - T_a)$ и $\rho_m T_m = \rho_a T_a$

Массовые расходы свежего воздуха G_B и горячих газов G_Γ . Вычислим величины G_B и G_Γ с использованием уравнения Бернулли:

$$G_B = \xi_B b \int_{z_1}^{z_*} \rho_a \sqrt{2 \frac{-\Delta P(z,t)}{\rho_a}} dz = \xi_B b h \int_{x_1}^{x_*} \sqrt{-2 \rho_a \Delta P(x,t)} dx; \quad (14)$$

$$G_\Gamma = \xi_\Gamma b \int_{z_*}^{z_2} \rho(z,t) \sqrt{2 \frac{\Delta P(z,t)}{\rho(z,t)}} dz = \xi_\Gamma b h \int_{x_*}^{x_2} \sqrt{2 \rho(z,t) \Delta P(x,t)} dx. \quad (15)$$

В (14) и (15) b – ширина проема, $z_1 = h(x_1 + 1)$ и $z_2 = h(x_2 + 1)$ (z – координаты его соответственно нижнего и верхнего срезов, z_* – z -координата ПРД, $z_* = h(x_* + 1)$, ($x_* = x_{0*}$ в нулевом и $x_* = x_{1*}$ в первом по α приближении), ξ_B, ξ_Γ – коэффициенты гидравлического сопротивления.

Преобразование выражения (14) дает:

$$G_B = \xi_B b h \sqrt{\rho_a \rho_m g h \alpha} \int_{y_1}^{y_*} \sqrt{a^2 - y^2} dy, \quad (16)$$

где $a^2 = a'^2 - b'$, $a' = (\rho_a - \rho_m)/(\rho_m \alpha) = 1/(2\lambda)$, $b' = 2[P_m(t) - P_a]/(\rho_m g h \alpha) - 1/3$, $y_1 = x_1 + a'$, $y_* = x_* + a'$.

Интеграл в (16) имеет табличное значение (см. [11], с. 95, формула 8):

$F_1(y) \equiv \int \sqrt{a^2 - y^2} dy = (y/2) \cdot (a^2 - y^2)^{1/2} + (a^2/2) \cdot \arcsin(y/a)$. Таким образом,

$$G_B = \xi_B b h \sqrt{\rho_a \rho_m g h \alpha} [F_1(y_*) - F_1(y_1)]. \quad (17)$$

Аналогичным образом, выполнив преобразование выражения (15), получим:

$$G_{\Gamma} = \xi_{\Gamma} b h \sqrt{\rho_m (P_0 / P_m)} \sqrt{\rho_m g h} \alpha \int_{y^*}^{y_2} \sqrt{y^2 - a^2} \cdot \sqrt{1 - \alpha(y - a')} dy, \quad (18)$$

где $y_2 = x_2 + a'$.

С учетом приближения в формуле (7) и того, что $|\alpha(y - a')| = |\alpha x| < 1$ и $[1 - \alpha(y - a')]^{1/2} \approx 1 - \alpha(y - a')/2$ интеграл в (18) можно выразить в аналитическом виде через сумму двух интегралов (см. [11], с. 89, формулы 8 и 9): $F_2'(y) \equiv \int \sqrt{y^2 - a^2} dy = (1/2y) \cdot (y^2 - a^2)^{1/2} - (a^2/2) \cdot \ln|y + (y^2 - a^2)^{1/2}|$, $F_2''(y) \equiv \int y \sqrt{y^2 - a^2} dy = 1/3(y^2 - a^2)^{3/2}$. В итоге, окончательно имеем:

$$G_{\Gamma} = \xi_{\Gamma} b h \sqrt{\rho_m^2 g h} \alpha [F_2(y_2) - F_2(y^*)], \quad (19)$$

где $F_2(y) = (1 + \alpha a'/2) \cdot F_2'(y) - \alpha/2 \cdot F_2''(y)$.

Полезно отметить, что величина $a'^2 = a^2 - b'$ по смыслу должна быть неотрицательной (см. обозначения к формуле (16)). При $P_m(t) = P_a$ это действительно так – $b' = -1/3$. Кроме того, с учетом зависимости $\alpha = \alpha' [T_m(t) - T_a]$ и выполнения условия $\rho_m T_m = \rho_a T_a$ получаем, что $a' = 1/(T_a \alpha')$, и при оценке $\alpha' \cong 1/200 \div 1/300$ град⁻¹ $a' \cong 2/3 \div 1$, и соответственно $a^2 \cong 7/9 \div 4/3$. В том случае, однако, если P_m находится из решения уравнений интегральной модели, на отклонение $P_m(t)$ от P_a следует накладывать ограничения в соответствии с требованием $a'^2 - b' \geq 0$.

Полученные формулы (17) и (19) массового расхода свежего воздуха и горячих газов отличаются от соответствующих формул монографии [3]. Они выглядят несколько усложнено по сравнению с формулами расходов в нулевом по α приближении [1–3]. Это, однако, не должно привносить существенных затруднений при численной реализации интегральной модели.

Частный случай: приближение постоянного давления $P_m(t) = P_a$; ворота. При $P_m(t) = P_a$ в нулевом приближении по α ПРД из (11) получается лежащей на середине проема, $x^* = x_{*0} = 0$. Оценим далее корни x_{*1} , x_{*2} с учетом зависимости $\alpha = \alpha' [T_m(t) - T_a]$ и условия $P_m(t) = P_a = \text{const}$, дающего $\rho_m T_m = \rho_a T_a$. Параметр $\lambda = \alpha/2 \cdot \rho_m / [\rho_a - \rho_m(t)]$ принимает тогда постоянное значение, $\lambda = \alpha' \cdot T_a / 2 \cong 3/4 \div 1/2$, а корни x_{*1} и x_{*2} равны: $x_{*1} \approx \lambda/3 \cdot (1 - 1/3\lambda^2) > 0$ и $x_{*2} \approx -1/\lambda$. В зависимости от оценки α' в указанном выше диапазоне для x_{*1} получаем $x_{*1} \cong 0,21 \div 0,15$. Таким образом, приравнивание ПРД к первому корню (13), ($x^* = x_{*1}$) означает, что, во-первых, плоскость равного давления должна достаточно слабо зависеть от T_m , а значит, и от времени развития пожара, т. е. должна быть достаточно устойчива, и, во-вторых, из общей площади проема его часть от 40 до 43 % процентов «работает» на выброс горячих газов, а остальная часть, соответственно от 60 до 57 %, – на приток холодного воздуха. Такая особенность вполне соответствует поведению ПРД на развитой стадии пожара. Здесь же можно отметить, что корень x_{*2} в рассматриваемом приближении $P_m(t) = P_a = \text{const}$ отрицателен и не столь уж и велик по модулю – в зависимости от оценки α' он находится в диапазоне $x_{*2} \cong -1,3 \div -2$.

Вновь будем считать, что проем представляет собой ворота. Это означает, что при вычислении интегралов (16) и (18) с помощью формул (17) и (19) x_1 , x_2 необходимо полагать равными $x_1 = -1$, $x_2 = 1$. Кроме того, для положения ПРД можно вполне ограничиться значением $x^* = x_{*0} = 0$, т. е. пользоваться нулевым по α приближением – основанием для этого служат вышеприведенные оценки x^* через x_{*1} и то обстоятельство, что вблизи

плоскости равного давления скорость как горячих газов, так и холодного воздуха не может быть велика. В соответствии с этим не будут велики и погрешности при вычислении интегралов (17) и (19). Здесь уместно подчеркнуть, что приближение для ПРД $x^* = x_{*0} = 0$ выглядит вполне уместным и на ранней стадии пожара, хотя оно игнорирует упомянутый выше экспериментальный факт выброса горячих газов [2] – на этой стадии газообмен не может быть интенсивным, а динамика пожара определяется нагрузкой.

Что касается проема в виде двери и окна, то анализ их действия заслуживает отдельного рассмотрения. В частности, непосредственное применение формул (15), (18), (19) для массовых расходов горячих газов G_T с выбором в качестве z_2 координаты верхнего среза такого проема (аналогично тому, как это делается для выражений, не учитывающих температурное распределение [1–3]) заведомо привело бы к значительной ошибке. Действительно, это означало бы, что в расчет принимаются только слои горячего газа с температурой от $T(z_*)$ до $T(z_2)$, между тем как слои с большей температурой от $T(z_2)$ до $T(H)$ остаются в помещении, и тем самым выброс горячих газов недооценивается. В том случае, если распределение температуры (1) применять непосредственно к проему в виде окна или двери, также могут возникнуть затруднения, так как другие характеристики газовой среды относятся скорее все же к самому помещению. Аналогичные затруднения будут справедливы и для помещения с несколькими разноуровневыми проемами, например, в виде двух окон.

Заключительные замечания. Таким образом, в настоящей статье в рамках интегральной модели пожара произведен учет экспериментального распределения температуры $T(x,t)$ вдоль вертикальной координаты помещения с пожаром. При пренебрежении конвективным течением проанализированы аналогичные зависимости давления $P(x,t)$ и плотности газовой среды $\rho(x,t)$. Показано, что массовые расходы через проем горячих газов G_T и наружного воздуха G_B могут быть представлены аналитическими выражениями. В рамках интегральной модели проанализирована применимость полученных выражений для проемов в виде ворот, а также в виде двери и окна.

Можно обратить внимание на то, что в выражениях рассмотренных распределений присутствует ряд малых параметров, в частности, для давления $P(x,t)$ это параметра вида $(P_m - P_a)/P_a$, $\rho_m g h / P_a$. Между тем, в уравнениях интегральной модели фигурируют производные от самих величин, таких как P_m , ρ_m или T_m .

ЛИТЕРАТУРА

1. Астапенко, В.М. Термогазодинамика пожаров в помещениях / В.М. Астапенко [и др.] ; под ред. Ю.А. Кошмарова. – М. : Стройиздат, 1988. – 448 с.
2. Кошмаров, Ю.А. Прогнозирование опасных факторов пожара в помещении : учеб. пособие / Ю.А. Кошмаров. – М. : Академия ГПС МВД России, 2000. – 118 с.
3. Пузач, С.В. Методы расчета тепломассообмена при пожаре в помещении и их применение при решении практических задач пожаровзрывобезопасности / С.В. Пузач. – М. : Академия ГПС МЧС России, 2005. – 336 с.
4. Пузач, С.В. Новые представления о расчетах необходимого времени эвакуации людей и об эффективности использования портативных фильтрующих самоспасателей при эвакуации на пожарах / С.В. Пузач [и др.] ; под ред. С.В. Пузача. – М. : Академия ГПС МЧС России, 2007. – 222 с.
5. Кошмаров, Ю.А. Процессы нарастания опасных факторов пожара в производственных помещениях и расчет критической продолжительности пожара / Ю.А. Кошмаров, В.В. Рубцов. – М. : МИПБ России, 1999. – 89 с.
6. Система стандартов безопасности труда. Пожарная безопасность. Общие требования : ГОСТ 12.1.004-91. – Введ. 01.07.92. – М. : Комитет стандартизации и метрологии СССР : Издательство стандартов, 1992. – 78 с.
7. Красовский, С.Г. Использование интегральной модели для воспроизведения основных экспериментальных данных о развитии пожара в помещении / С.Г.Красовский [и др.] // Вест. Командно-инженер. ин-та МЧС Республики Беларусь. – 2008. – № 1 (7). – С. 80–88.

8. Зотов, Ю.С. Процесс задымления помещений при пожаре и разработка метода расчета необходимого времени эвакуации людей : дисс. ... канд. техн. наук : 05.26.01 / Ю.С. Зотов. – М., 1989. – 227 с.
9. Макаров, Е.К. Частное сообщение / Е.К. Макаров, А.К. Деменчук, С.Г. Красовский (не опубликовано).
10. Хайрер, Э. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи / Э. Хайрер, Г. Ваммер. – М. : Мир, 1999. – 468 с.
11. Прудников, А.П. Интегралы и ряды / А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев.– М. : Наука, 1981. – 800 с.