УДК 614.838.44:536.3
DOI 10.37657/vniipo.2020.4.2.003

А.С. БАРАНОВСКИЙ, нач. сектора; П.А. ЛЕОНЧУК, нач. сектора; С.А. ЗУЕВ, вед. науч. сотр., канд. техн. наук; В.Г. ШАМОНИН, вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук (ФГБУ ВНИИПО МЧС России)

ПРОТИВОПОЖАРНЫЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ОБЪЕКТАМИ РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ. ПОЖАР В ПОМЕЩЕНИИ СКЛАДСКОГО ТИПА. СЕРИЯ РАСЧЕТОВ

Проведена серия расчетов по оценке температуры в помещении при пожаре в режиме, регулируемом вентиляцией, поскольку при этом достигается максимальное значение температуры. Рассматривается предельный случай теплообмена со стенами помещения – изотермический. Проанализирован случай пожара в зданиях типа складских и стоянок автомобилей.

Ключевые слова: *радиационный поток, пожар, регулируемый вентиляцией, адиабатическая температура, теплообмен со стенами*

Введение

В данной статье авторы продолжают рассматривать проблему, сформулированную в работе [1], а также в статьях [2–5].

Анализируется квазистационарная стадия пожара в помещении, регулируемого вентиляцией. При этом рассматривается пожар в здании складского типа. В этом случае имеем тонкие ограждающие стены и высокую теплопроводность, например, стали или чугуна.

1. Входные данные для расчета

Рассматривается пожар в помещении на первом этаже (оси 1–3, рис. прил. 1 [5]) трехэтажного здания класса Ф5.2. На рис. прил. 2 [5] изображен фрагмент плана здания. Входные данные идентичны таковым в [5] за исключением теплопроводности и толщины ограждающих стен.

Согласно табличным данным [6, табл. 6] для характерной температуры 600 °С для углеродистой стали возьмем $\lambda_{steel} = 3 \cdot 10^{-2}$ кВт/(м · К). Как видно из уравнения (3) [5], решение (ИЗ) зависит от отношения λ/d, а не от этих величии порознь. Характерное значение толщины металлической стены склада $d_{steel} \approx$ 5 мм. Для простоты, чтобы не менять толщину 5 ограждающих стен (в том же помещении) введем виртуальный коэффициент теплопроводности λ_{virt}, удовлетворяющий соотношению $\lambda_{virt}/d_1 = \lambda_{steel}/d_{steel}$, где d_1 = 0,5 м. Отсюда λ_{virt} = 3 кВт/(м · К), что почти на 4 порядка превосходит взятое в [5] значение $\lambda_p = 0,7 \cdot 10^{-3}$ кВт/(м · К).

Система безразмерных «почти» алгебраических балансных равнений относительно неизвестных $x_i = T_{w,i}/T_{\max}, i = \overline{1,5}$; $x_6 = T_G/T_{\max}$; $x_7 = \dot{Q}_W/\dot{Q}_C$ представлена в [5]:

$$F_i(\vec{x}) = x_6^4 \quad x_i^4 + C_{151}\overline{\propto_w}(x_i, x_6)(x_6 - x_i) - C_{152}\overline{\lambda_p}(x_i - \overline{T_{0,\iota}})/\overline{d_\iota} = 0, i = \overline{1,5};$$
$$F_6(\vec{x}) = -1 + C_{61}\left(a_{cp} + b_{cp}^{mod}x_6\right)(x_6 - \bar{T}_\infty) + C_{62}\left(x_6^4 - \overline{T_\infty^4}\right) + x_7 = 0; \qquad (1)$$
$$F_7(\vec{x}) = C_7\overline{\lambda_p} \cdot \sum_{i=1}^{5} \bar{S}_{wi} \cdot (x_i - \overline{T_{0,\iota}})/\overline{d_\iota} - x_7 = 0.$$

Здесь все константы, геометрические и теплофизические параметры обозначены в [5], также как и коэффициент теплопроводности внутреннего покрытия поверхности ограждения: $\lambda_{p,ref}$ = 0,7 · 10^{-3} кВт/(м · К) и коэффициент конвективной теплоотдачи $\alpha_{w,ref}$ = 10^{-2} кВт/(м^2 · К).

Для данной серии расчетов было принято $epsfun = epsroot = epsfr$ = 10^{-3} и, как и в [5] $T_{\max}$ = 2000 К и $intermax$ = 100.

Порядок расчета – идентичен таковому в [5]:

- определение адиабатической температуры x_6^{ad}: ($F_6(\vec{x})$ = 0 для x_7 = 0);
- начальная температура газа $x_6^{(0)} = kTg \cdot x_6^{ad}$;
- решение оставшихся уравнений (1) дает начальные значения неизвестным $x_7^{(0)}$ и $x_i^{(0)}, i = \overline{1,5}$.

2. Метод Зейделя

Было принято, что критерием окончания работы алгоритма являлось не только близость значений температур T_G (т. е. x_6) на двух смежных итерациях (как указано в [3], но и теплопотерь $\dot{Q}_W$ (x_7).

Подстановка значения λ_{virt} вместо λ_p = 0,7 · 10^{-3} кВт/(м · К) при неизменных значениях остальных параметров (и $kTg = 1$) привел к следующему результату.

На 1-й же итерации произошла аварийная остановка программы в силу выполнения соотношения: теплоотдача в ограждения помещения превысила тепловыделение в нем (x_7 = 2,508 > 1, т. е. $\dot{Q}_W$ = 114 296,49 кВт > $\dot{m}_{air} \cdot \Delta H_{air}$ = 45 572,32 кВт).

Чтобы убедиться в том, что начальное (адиабатическое, kTg = 1) приближение лежит вне области «притяжения» корня системы (1), была проведена серия расчетов с уменьшенными значениями температурного мультипликатора kTg = 0,9; 0,8; 0,7; 0,6; 0,5 и 0,4. Результат – тот же досрочное завершение работы алгоритма в силу неравенства (x_7 > 1). Следовательно, сам метод Зейделя не «работает» из-за «аномально» высокого значения λ_{virt}. Простейший пример, фигурирующий во всех учебниках по численным методам ([11,12]): метод «простых» итераций решения скалярного уравнения $x = \varphi(x)$ не сходится, если в окрестности корня $|d\varphi/dx|$ > 1. В любом случае, либо искать причину в усовершенствовании метода Зейделя, либо использовать другие методы, отмеченные в [5].

Последующая серия расчетов была проведена с целью нахождения граничного значения λ_p^* такого, что для $\lambda_p \leq \lambda_p^*$ алгоритм Зейделя сходится, а при больших значениях λ_p – нет. Ясно, что это граничное значение зависит от заданных геометрических и теплофизических параметров, фигурирующих в системе (1), а также от выбранных уровней погрешности $epsfun$ и $epsroot$.

Последовательным уменьшением λ_p от значения λ_{virt} = 3 кВт/(м · К) варьированием было получено:

λ_p^* = 0,03375; $iterTg$ = 13; x_7^{final} = 0,339; $F_6(\vec{x})$ = 9,91 · 10^{-4}; x_6^{final} = 0,74838 (т. е. T_G^{final} = 1496,8 К, индекс final означает конечное состояние.

Таким образом, в данном случае (с λ_{virt} = 3 кВт/(м · К) метод Зейделя задачу не решает.

3. Метод Стеффенсена

Для решения системы (1) был опробован метод Стеффенсена, изложенный в статье [7] (вместе с подпрограммой на АЛГОЛе и простым отладочным примером).

Решение системы $\vec{f}(\overrightarrow{x})$ = 0, где $\vec{f} = (f_1, f_2 \cdots f_n)$, $\vec{x} = (x_1, x_2 \cdots x_n)$ с заданным начальным приближением $\overrightarrow{x^0} = (x_1^0, x_2^0 \cdots x_n^0)$ реализуется итерационной схемой

$$\overrightarrow{x^{k+1}} = \overrightarrow{x^k} - A^{-1}\left(\overrightarrow{x^k}\right)\vec{f}\left(\overrightarrow{x^k}\right), \tag{2}$$

где k – номер итерации, а A – матрица с элементами

$$A_{i,j} = \left[f_i\left(\overrightarrow{x^k}\right) - f_i(x_1^k \cdots x_{j-1}^k, x_j^k - f_j\left(\overrightarrow{x^k}\right) \cdots x_n^k\right] / f_j\left(\overrightarrow{x^k}\right), \tag{3}$$

где $i, j = \overline{1, n}$

Итерации (3) продолжаются до тех пор, пока выполняется одно из двух неравенств [7]:

$$\sum_{i=1}^{n}\left(x_i^{k+1} - x_i^k\right)^2 \geq \varepsilon_{inv}^2/2 \text{ или } \sum_{i=1}^{n} f_i\left(\overrightarrow{x^{k+1}}\right)^2 \geq \varepsilon_{inv}^2/2,$$

где $\varepsilon_{inv} \ll 1$ – заданный уровень точности.

Проверка работоспособности метода Стеффенсена была проведена на отладочном примере [7]:

$$\begin{cases} 4x_1^2 + x_2^2 + 2x_1x_2 - x_2 - 2 = 0 \\ \quad 2x_1^2 + x_2^2 + 3x_1x_2 - 3 = 0 \end{cases}$$

с начальным приближением x_1^0 = 0,4; x_2^0 = 0,9 и ε_{inv} = 10^{-4}. За 4 итерации был получен точный результат: x_1 = 0,5 и x_2 = 0,9. При этом программа обращения матриц Ortho2 была позаимствована из [8, с. 121].

Проверка Ortho2 была проведена для двух «отладочных» матриц (4 × 4): сегмента матрицы Гильберта [9, с. 79, 94] $h_{ij} = 1/(i + j - 1)$ и Вильсона [10, с. 34,35]. Умножение расчетной матрицы на исходную дало «почти» единичную с максимальным отличием от 1 для диагональных элементов $1{,}9 \cdot 10^{-7}$, для остальных – $3{,}7 \cdot 10^{-9}$ для матрицы Гильберта. Для матрицы Вильсона эти отличия составили $0{,}7 \cdot 10^{-10}$ и $2{,}6 \cdot 10^{-10}$ соответственно.

Однако, прогон программы с прежним значением $\lambda_p = 0{,}7 \cdot 10^{-3}$ кВт/(м · К) привел к АВОСТу (Error 207) вследствие «неопределенности» операции 0/0 в процедуре Ortho2. Более подробно, распечатка элементов матрицы (4) 7*7 показала, что она вырождена (ее определитель равен 0). Поэтому метод Стеффенсена для нашей задачи неприемлем.

4. Метод Ньютона

Стандартный метод Ньютона для системы $\vec{f}\left(\vec{x}\right) = 0$, где $\vec{f} = (f_1, f_2 \cdots f_n)$, $\vec{x} = (x_1, x_2 \cdots x_n)$ с заданным начальным приближением $\overrightarrow{x^0} = (x_1^0, x_2^0 \cdots x_n^0)$ имеет вид:

$$\vec{x}^{k+1} = \vec{x}^k - J^{-1}(\vec{x}^k) \cdot \vec{f}(\vec{x}^k),$$

где верхний индекс означает номер итерации, а J – матрицу Якоби [11, 12].

В данном случае она «почти» диагональна, отличные от 0 элементы имеют вид:

$$J_{ii} = -(4x_i^3 + C_{151}\,\overline{\propto_w}\,(x_i, x_6) + C_{152}\overline{\lambda_p}/\overline{d_\iota});\ J_{i6} = 4x_6^3 + C_{151}\,\overline{\propto_w}\,(x_i, x_6);$$

$$J_{7i} = C_7\overline{\lambda_p}\frac{\bar{S}_{wi}}{\overline{d_\iota}};\ i = \overline{1,5};\ J_{66} = C_{61}\cdot\left(a_{cp} - b_{cp}^{mod}\bar{T}_\infty + 2b_{cp}^{mod}x_6\right) + 4C_{62}x_6^3; \tag{4}$$

J_{67} = 1; J_{77} = –1.

В этих формулах для элементов J_{ii} и J_{i6} $(i = \overline{1{,}5})$ представлены приближенные формулы, не учитывающие зависимость коэффициентов конвективной теплоотдачи $\overline{\propto_w}$ от температур газовой смеси T_G и внутренних поверхностей ограждений помещения T_w при дифференцировании левых частей $F_i(\vec{x})$ по этим переменным. Мы считаем, что эта зависимость существенно более «слабая», чем линейная, и в инженерных расчетах не учитывается. Кроме того, такой учет привел бы к существенному усложнению формул для J_{ii} и J_{i6} (см. выражения для α_w, Ra и Nu в [3]) при дифференцировании левых частей $F_i(\vec{x})$. Последующие расчеты подтвердили правильность указанного упрощения ($\alpha_w \approx \alpha_{w,ref}$).

Критерием окончания работы алгоритма, как и ранее, было условие близости значений неизвестных на двух соседних итерациях:

$$\left\|\vec{x}^{(n+1)} - \vec{x}^{(n)}\right\|_1 \le \epsilon_{inv}, \quad (5)$$

где ϵ_{inv} – заданный малый параметр, и используется кубическая норма в N-мерном линейном нормированном пространстве

$$\|\vec{u}\|_1 = \max_{1 \le i \le N} |u_i| \quad (6)$$

в соответствии с определением [13].

Прежде всего «работоспособность» метода Ньютона была проверена результатах, полученных методом Зейделя (толстые ограждающие стены помещения, низкая теплопроводность, ИЗ).

Серия расчетов была проведена при λ_p = 0,7 · 10^{-3} кВт/(м · К) и $intermax$ = 100, ϵ_{inv} = 10^{-4}, а также с остальными входными данными [5].

Для kTg = 0,9 было получено: $x_6^{(0)}$ = 0,815361 и далее монотонное снижение температуры газовой смеси до значения $x_6^{(100)}$ = 0,296096.

Для $kTg = 1$ итерации выявили противоположную картину: монотонный рост температуры от $x_6^{(0)}$ = 0,905957 до $x_6^{(100)}$ = 0,9568, т. е. последняя цифра свидетельствует о превышении текущей температуры ее адиабатического значения ($x_6^{(100)} T_{\max}$ = 1913,6 К > T_G^{ad} = 1811,9141 К), что явно не физично. В обоих случаях окончание работы программы произошло по исчерпанию предела итераций, а не по заданному критерию их окончания; в обеих сериях число обусловленности матрицы Якоби не превышало 100.

Ясно, что область «притяжения» корня $\vec{f}(\vec{x})$ = 0 содержится в «узком» интервале 0,9 < kTg < 1,0. Варьирование температурного мультипликатора в этом диапазоне позволило получить быструю сходимость при kTg = 0,995 было получено: iterNewton = 1 (первая итерация) и T_G^{final} = 1802,833 К, что почти совпадает с конечной температурой, полученной методом Зейделя (см. таблицу в статье [5], равной 1803,555 К).

Критерием правильности расчета, очевидно, является быстрая сходимость и близость результатов, полученных при малых, но отличных друг от друга значений ϵ_{inv}.

Наконец, была проведена серия расчетов для искомого помещения складского типа, т. е. с λ_{virt} = 3 кВт/(м · К) и остальными входными вышеуказанными данными. В этой серии на каждой итерации рассчитывалось значение числа обусловленности матрицы Якоби (как возможного источника вычислительных погрешностей) по формуле [13]:

$$\mathrm{COND(J)} = \|J^{-1}\|_1 * \|J\|_1, \quad (7)$$

где нормы матриц согласованы с нормой вектора (6):

$$\|A\|_1 = \max_{1 \le i \le N} \sum_{j=1}^{N} |a_{ij}|. \quad (8)$$

Вначале расчеты проводились с постоянным коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{w,ref}$ = 0,01 кВт/(м^2 · К).

Проведенная серия расчетов в диапазоне 0,5 ≤ kTg ≤ 1,0 с интервалом ΔkTg = 0,1, а затем в диапазоне 0,7 ≤ kTg ≤ 0,8 с интервалами ΔkTg = 0,05 и менее с учетом очевидных ограничений [5]

$$\overline{T_{0,\iota}} \le x_i \le x_6 \le x_{6\max}, i = \overline{1{,}5};\ 0 < x_7 \le 1, \quad (9)$$

где $x_{6\max} = T_{ad}/T_{\max}$ – безразмерная адиабатическая температура, выявила следующее. Отбрасывались варианты с долгим числом итераций (iterNewton =

100), при этом имело место нарушение неравенств (9), число обусловленности матрицы Якоби варьировалось в пределах ~340 < COND(J) < 365, что свидетельствует о том, что итерационный процесс Ньютона вряд ли является плохо обусловленным [13].

Наконец, было установлено, что удачное начальное приближение kTg* должно находиться между границами монотонного роста и монотонного убывания x_6, при этом должно оказаться малое количество итераций. Был найден интервал 0,71< kTg* < 0,725.

Расчет с kTg = 0,72 показал, что: $x_6^{(0)}$ = 0,652289, iterNewton = 1, $x_6^{(1)}$ = 0,652162, откуда

T_G^{final} = 1304,324 К (ϵ_{inv} = 10^{-4}). (10$_1$)

Короткая контрольная серия расчетов с улучшенной точностью ϵ_{inv} = 10^{-5} привела к результату: kTg = 0,7215, $x_6^{(0)}$ = 0,653648, iterNewton = 1, $x_6^{(1)}$ = 0,653674, т. е. T_G^{final} = 1307,295К. (10$_2$)

Процентное отличие |(10$_1$)/(10$_2$) – 1|*100 % = 0,228 % – очень хорошее, поэтому дальнейшее уточнение конечной температуры T_G^{final} не имеет смысла.

Следующая серия проводилась с учетом непостоянства $\propto_w$ (по формулам, представленным в статье [3]) и аналогичным варьированием kTg (ϵ_{inv} = 10^{-4}). Поведение x_6 при этом оказалось подобным в предыдущей серии, и для kTg* = 0,725 было получено: $x_6^{(0)}$ = 0,656819, iterNewton = 1, $x_6^{(1)}$ = 0,6566, откуда T_G^{final} = 1313,99 К. (10$_3$)

Отличие «конечных» температур (10$_1$) и (10$_3$) составляет всего 0,74 %, что свидетельствует о незначительном влиянии коэффициента конвективной теплоотдачи для (ИЗ).

5. Метод Бройдена

Алгоритм Бройдена решения системы нелинейных (алгебраических) уравнений [14] заключается в реализации следующей последовательности вычислительных операций.

Рассматривается система уравнений $\vec{f}(\overrightarrow{x}) = 0$, где $\vec{f}, \vec{x} \in R^N$; начальное приближение $\overrightarrow{x^0} \in R^N$ и матрица $A^k \in R^{N*N}$; верхний индекс k означает номер итерации. Последовательность операций следующая:

- задаются начальные значения $\overrightarrow{x^0}$ и A^0 (в качестве A^0 авторы [7] рекомендуют J^0 – матрицу Якоби начального приближения $\overrightarrow{x^0}$);
- для k = 0, 1, 2… выполняются операции:
- решается уравнение $A^k\overrightarrow{s^k} = -\vec{f}(\overrightarrow{x^k})$ относительно $\overrightarrow{s^k}$;
- новое приближение $\overrightarrow{x^{k+1}} = \overrightarrow{x^k} + \overrightarrow{s^k}$ для корня;

$A^{k+1} = A^k + \vec{f}(\overrightarrow{x^k})(\times)\left(\overrightarrow{s^k}\right)^T / \left(\overrightarrow{s^k}\right)^T \cdot \overrightarrow{s^k}$ – итерация матрицы A.

Здесь индекс T означает транспонирование; $\left(\overrightarrow{s^k}\right)^T \cdot \overrightarrow{s^k} = \left[\!\left[\overrightarrow{s^k}\right]\!\right]^2$ – скалярное, а $(\times)$ диадное прозведение векторов.

Итерации продолжаются до тех пор, пока $\max\limits_{1 \le i \le N}\left|x_i^{k+1} - x_i^k\right| > \epsilon_{inv}$ (заданному малому параметру) и счетчик числа итераций не превосходит заданного целочисленного значения ($interBroyden$ < $intermax$ = 100, как и ранее) во избежание зацикливания.

Расчеты по (ИЗ) методом Бройдена

«Толстые» стены и низкая теплопроводность λ_p = 0,7 · 10^{-3} кВт/(м · К).

Расчет при значении kTg = 1,0 потребовал 7 итераций ($interBroyden$ = 7), но при этом имело место слабое уменьшение T_g на каждой итерации. В конечном счете T_G^{final} = 1803,22 К, что на 0,0186 % меньше аналогичной величины, полученной методом Зейделя (см. таблицу в [5]).

Расчет с kTg = 0,9 выявил слабые колебания T_g на каждой итерации, конечное значение температуры (при $interBroyden$ = 7) T_G^{final} = 1804,302 К, а для kTg = 0,8 было получено $interBroyden$ = 10 и T_G^{final} = 1805,455 К.

Таким образом, имеет место некоторая чувствительность к начальному приближению, но быстрый счет.

Тонкое металлическое ограждение помещения λ_{virt} = 3 кВт/(м ·К), = 10^{-4}.

Расчеты с начальными приближениями kTg = 1,0 и 0,9 привели к быстрому останову работы программы из-за нарушения условия (9) в [6], т. е. $x_7 \le 1$ (теплопотери в ограждающие стены оказались больше тепловыделения в помещении).

Серия расчетов с последовательным уменьшения значения температурного мультипликатора kTg выявила быструю сходимость ($interBroyden$ = 5–10), слабые колебания T_g на каждой итерации и для kTg = 0,8; 0,7; 0,6; 0,5 и 0,4 соответствующие значения конечной температуры T_G^{final} = 948,97 К; 1382,52 К; 1596,11 К; 1708,95 К и 1767,75 К.

Таким образом, метод Бройдена в данном случае (тонкие металлические ограждения помещений) неприменим, объяснений такому сильному разбросу значений для различных начальных приближений kTg мы не находим.

Непрерывный аналог метода Ньютона

Проведение многочисленных расчетов (ИЗ) не представило собой обременительной проблемы, поскольку время «прогона» одного варианта (трансляция (компиляция) + процессорное время) составило ~1 с.

Возникает вопрос о более обоснованном выборе начального приближения, чем варьирование kTg. Однако, критерий сходимости метода Ньютона для операторных уравнений общего типа в банаховом пространстве представлен в учебнике [15] при заданном начальном приближении, но он очень сложен для реализации в нашем случае. Представляет интерес для наших целей непрерывный аналог метода Ньютона (НАМН) [16, 17],

$J(\vec{x})\dfrac{d\vec{x}}{dt} = -\vec{f}(\vec{x}), \vec{x} \equiv \vec{x}(t), \vec{x}(0) = \overrightarrow{x^0}$ с последующей дискретизацией по схеме Эйлера. Подробности НАМН будут нами представлены в последующей публикации.

6. Расчеты по (ИЗ) НАМН

«Толстые» стены и низкая теплопроводность λ_p = 0,7 · 10^{-3} кВт/(м · К).

Серия расчетов с варьированием kTg позволила выявить узкую область сходимости: для kTg = 0,99; 0,995 и 0,998 было получено iterNewton = 1, T_G^{final} = 1793,56 К, iterNewton = 0, T_G^{final} = 1802,85 К и iterNewton = 0, T_G^{final} = 1808,35 К соответственно.

Тонкие металлические ограждения помещения λ_{virt} = 3 кВт/(м · К).

Аналогично расчетам по классическому методу Ньютона варьированием kTg была найдена узкая область сходимости между границами монотонного роста и монотонного убывания x_6, для kTg = 0,72 было получено: iterNewton = 7, T_G^{final} = 1303,655 К, что на 0,051 % отличается от значения (10_1) при той же величине kTg.

Заключительные замечания

Вопрос о целесообразности применения НАМН в нашем случае требует отдельного исследования (особенно для КЗ).

Исходная система нелинейных (квазиалгебраических) уравнений (1) довольно сложна, нелинейность порождает не единственность. Возникает вопрос, сколько имеется решений у системы (1) кроме найденного. Вопрос остается открытым, найденное удовлетворяет условиям (9), остальные, если существуют, то нет.

Вычисленное значение T_G^{final} = 1303,65 К является заниженным в силу отмеченного ранее неравенства T_g (ИЗ) < T_g (КЗ) < T_g (АЗ). Уточнение за счет учета конвективного охлаждения наружных поверхностей по формулам [3]

$$\lambda_p \frac{T_w - T_{out}}{d} = \alpha_{out}\left(T_{out,} T_0\right) \cdot \left(T_{out} - T_0\right)$$

расширяет пространство конфигураций за счет пяти температур внешних поверхностей ограждений помещения, т. е. система (1) превращается в нелинейную систему из 12 уравнений с 12 неизвестными.

Выводы

Представленный варианты расчетов позволяет сделать предварительный вывод, что вышеописанные методики (классический Ньютон и НАМН) нижней оценки температуры газовой смеси в помещении при пожаре в режиме, контролируемом вентиляцией, правомерны для складских объектов или гаражей. Полученное значение температуры следует использовать далее для расчета плотности радиационного потока от всех оконных проемов на область лицевой поверхности соседнего объекта, где, предположительно, возможно загорание. Если указанный поток превосходит допустимый q_*, то проектный противопожарный разрыв следует увеличить. В этом смысл решения ИЗ. Более точная оценка связана с решением конвективной задачи.

Список литературы

1. *Барановский А.С., Леончук П.А., Зуев С.А., Шамонин В.Г.* Оценка противопожарных расстояний между объектами различного назначения. I. Подходы к проблеме. Полевое моделирование // Пожарная безопасность. 2019. № 2. С. 95–99.
2. *Барановский А.С., Леончук П.А., Зуев С.А., Шамонин В.Г.* Оценка противопожарных расстояний между объектами различного назначения. II. Фасадный факел // Пожарная безопасность. 2019. № 3. С. 108–111.
3. *Барановский А.С., Леончук П.А., Зуев С.А., Шамонин В.Г.* Оценка противопожарных расстояний между объектами различного назначения. III. Пожар в помещении. Оценка температуры // Пожарная безопасность. 2019. № 3. С. 112–118.
4. *Барановский А.С., Леончук П.А., Зуев С.А., Шамонин В.Г.* Противопожарные расстояния между объектами различного назначения. Оценка радиационных потоков // Актуальные вопросы пожарной безопасности. 2019. № 2 (2). С. 42–47.
5. *Барановский А.С., Леончук П.А., Зуев С.А., Шамонин В.Г.* Противопожарные расстояния между объектами различного назначения. Пожар в помещении жилых и общественных зданий. Пример расчета // Актуальные вопросы пожарной безопасности. 2020. № 1 (3). С. 63–68.
6. *Краснощеков Е.А., Сукомел А.С.* Задачник по теплопередаче. 4-е изд., перераб. М.: ЭКОЛИТ, 2011. 288 с.
7. *Майергоз М.Д., Хазанкина С.П.* Уточнение решений системы нелинейных алгебраических уравнений обобщенным методом Стеффенсена // Алгоритмы и алгоритмические языки. Вып. 4. С. 48–51. М.: ВЦ АН СССР, 1969. 116 с.
8. *Уилкинсон Дж.Х.* и др. Сборник алгоритмов на языке АЛГОЛ. Линейная алгебра. М.: Машиностроение, 1976. 392 с.

9. *Агеев М.И.* и др. Алгоритмы (1–50). М.: ВЦ АН СССР, 1966. 108 с.

10. *Агеев М.И.* и др. Библиотека алгоритмов 51б–100б. М.: Советское радио, 1976. 136 с.

11. *Бахвалов Н.С.* и др. Численные методы: учеб. пособие. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 600 с.

12. *Зайцев В.В.* Численные методы для физиков. Нелинейные уравнения и оптимизация: учебное пособие. Самара: Самарский государственный университет, 2005. 86 с.

13. *Петров И.Б.* и др. Лекции по вычислительной математике. М.: Интернет-Университет Информационных технологий; БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. 523 с.

14. *Деннис Дж., Шнабель Р.* Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений. М.: Мир, 1988. 440 с.

15. *Треногин В.А.* Функциональный анализ. М.: Наука. ГРФМЛ, 1980. 496 с.

16. *Ермаков В.В.* и др. Методы решения линейных и нелинейных алгебраических уравнений. Препринт № 169 ИПМ АН СССР. М., 1979. 24 с.

17. *Ермаков В.В.* и др. Оптимальный шаг и регуляризация метода Ньютона // ЖВМВФ. 1981. Т. 21, № 2. С. 491.

Материал поступил в редакцию 09.01.2020 г.

Барановский Алексей Сергеевич – начальник сектора. Тел. (495) 524-81-37. E-mail: K708@yandex.ru; ***Леончук Петр Алексеевич*** – начальник сектора. Тел. (495) 524-82-09. E-mail: pa.leonchuk@yandex.ru; ***Зуев Станислав Анатольевич*** – ведущий научный сотрудник, кандидат технических наук. Тел. (495) 524-83-45. E-mail: K708@yandex.ru; ***Шамонин Валерий Геннадьевич*** – ведущий научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Тел. (495) 524-82-57. E-mail: K708@yandex.ru (Всероссийский ордена «Знак Почета» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий (ФГБУ ВНИИПО МЧС России)), г. Балашиха, Московская область, Россия.

A.S. Baranovsky, P.A. Leonchuk, S.A. Zuev, V.G. Shamonin

FIRE PROTECTION DISTANCES BETWEEN CONSTRUCTIONS OF DIFFERENT PURPOSE. A FIRE IN A WAREHOUSE-TYPE PREMISE. SERIES OF CALCULATIONS

There is performed the series of calculations to estimate the temperature in premise during a fire in ventilation-controlled mode, because the maximum temperature achieves in this case. There is considered the extreme case of heat exchange with the walls of the room – isothermal case. The case of fire in buildings such as warehouses and car parking is examined.

Keywords: radiative flow, ventilation-controlled fire, adiabatic temperature, heat exchange with walls

Alexey S. Baranovsky – Head of Sector. Phone: (495) 524-81-37; ***Peter A. Leonchuk*** – Head of Sector. Phone: (495) 524-82-09; ***Stanislav A. Zuev*** – Candidate of Technical Sciences, Leading Researcher. Phone: (495) 524-83-45; ***Valery G. Shamonin*** – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Senior Researcher. Phone: (495) 524-82-57.

All-Russian Research Institute for Fire Protection (VNIIPO), the Ministry of the Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Elimination of Consequences of Natural Disasters (EMERCOM of Russia), Balashikha, Moscow region, Russia.