УДК 614.8

Б.Б. Поспелов, д.т.н., профессор, вед. научн. сотр., НУГЗУ,
В.А. Андронов, д.т.н., профессор, проректор, НУГЗУ,
Е.А. Рыбка, к.т.н., зам. нач. центра – нач. отдела, НУГЗУ

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ СРЕДНЕОБЪЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ КАК СТОХАСТИЧЕСКОЙ САМОРЕГУЛИРУЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЫ

Выполнен анализ динамики среднеобъемной температуры газовой среды в негерметичном помещении в начальной стадии возникновения пожара как некоторой стохастической саморегулирующейся термодинамической системы.

Ключевы слова: среднеобъемная температура газовой среды, стохастическая саморегулирующаяся термодинамическая система.

Постановка проблемы. Начальная стадия реального пожара в помещении всегда характеризуется рядом специфических факторов: неоднородностью пожарной нагрузки, случайным характером массовых скоростей выгорания горючего материала, неопределенностью реакции недожога материала, нестационарностью площади поверхности горения, а также нестационарным случайным характером производительности отвода тепла ограждающими конструкциями и средствами тушения пожара. В связи со сложностью, особой важностью для приложений и недостаточной изученностью начальной стадии пожара в помещении ее анализ остается одной из актуальных проблем современной пожарной науки. Сложный и неопределенный характер возникновения загораний в помещениях порождает необходимость его всестороннего изучения. Прежде всего, это касается динамики среднеобъемной температуры газовой среды в условиях случайного характера очага возгорания и отвода тепла ограждающими конструкциями и проемами с целью принятия эффективных решений по противопожарной защите помещений.

Анализ последних исследований и публикаций. Большая часть известных результатов анализа динамики среднеобъемной температуры начальной стадии пожара в помещениях относится к детерминированному подходу, который не в полной мере соответствует реальным условиям. Такой подход является излишне идеализированным, и как показывает практика, часто дает не всегда верный результат. Значительно меньшее число работ посвящено анализу динамики среднеобъемной температуры в виде моделей случайного процесса, являющимся более адекватным реальным условиям загорания в помещениях [1, 3]. Так, например, в работе [1] среднеобъемная температура рассматривается в виде некоторой случайной величины. При этом закон распределения в виде гамма – распределения принимается без должного научного обоснования. В работе [2] впервые предпринята попытка рассмотрения динамики среднеобъемной температуры начальной стадии пожара в виде некоторой саморегулирующейся термодинамической системы. В [3] представлена системная классификация таких саморегулирующихся систем в зависимости от характера параметров очага загорания и ограждающих конструкций помещения. При этом анализ начальной стадии пожара в виде стохастической саморегулирующейся термодинамической системы не рассматривался.

Постановка задачи и ее решение. Целью работы является анализ динамики среднеобъемной температуры газовой среды в негерметичном помещении в начальной стадии возникновения пожара как в некоторой стохастической саморегулирующейся термодинамической системе.

В достаточно общем случае динамика среднеобъемной температуры $T(t)$ газовой среды в начальной стадии пожара в помещении на интервале наблюдения $[0...\tau]$, следуя модели Ю.А. Кошмарова, может быть в первом приближении описана уравнением

$$dT/dt = \alpha T(t), \; T(0) = T_0, \; t \in [0...\tau], \tag{1}$$

где $\alpha = r1 - r2$ – параметр, определяемый удельной тепловой производительностью очага загорания $r1 = \Psi Q_p \eta / Vc_p T_0 \rho_0$ и удельной производительностью $Q_w / Vc_p T_0 \rho_0 = r2$ отвода тепла ограждающими конструкциями и средствами тушения пожара (если таковые используются). Величина T_0 определяет температуру газовой среды в начале наблюдения. Выше приняты следующие обозначения: Ψ – массовая скорость выгорания; Q_p – теплота сгорания и η – коэффициент полноты сгорания горючего материала; ρ_0, c_p – плотность и теплоемкость газовой среды в помещении; V – объем помещения; Q_w – тепловой поток, отводимый ограждением, проемами, щелями и средствами тушения пожара.

Уравнению (1) может быть поставлена в соответствие некоторая эквивалентная саморегулирующаяся система, изображенная на рис. 1.

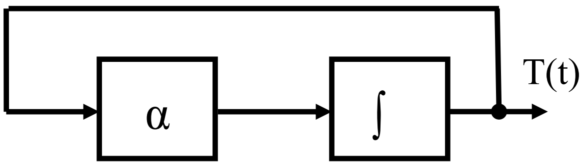

Рис. 1. Саморегулирующаяся система начальной стадии загорания в помещении

В отсутствии загорания $r1 = 0$ величина параметра $\alpha = -r2$ и система на рис. 1 обладает самовыравниванием и стремится снизить начальную температуру T_0, равную температуре газовой среды T_{cp}, до нулевого уровня. Потенциальные возможности самовыравнивания среднеобъемной температуры в такой системе определяются величиной удельной производительности $r2$ отвода тепла ограждающими конструкциями и средствами тушения пожара. Это означает, что с уменьшением величины $r2$ потенциальные возможности самовыравнивания системы снижаются. В случае $r1 > r2$ система саморегулирования на рис. 1 обладает отрицательным самовыравниванием. Это приводит к неограниченному росту температуры, зависящему от величины $r1 - r2$.

Начальная стадия загорания (пожара) обычно характеризуется выполнением приближенного равенства $r1 \approx r2$. В этом случае наличие малых случайных возмущений в среде может приводить к хаотическому изменению температуры $T_{ср}$ с неограниченным ростом дисперсии. Для учета влияния случайных возмущений в среде дополним систему на рис. 1 эквивалентным источником шума $n(t)$ (рис. 2).

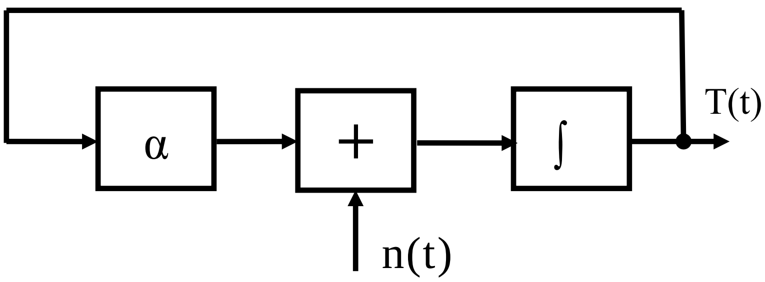

Рис. 2. Саморегулирующаяся система начальной стадии загорания в помещении с учетом случайных возмущений

С учетом случайных возмущений в среде уравнение (1) примет вид

$$dT/dt = \alpha T(t) + n(t),\ T(0) = T_0, \tag{2}$$

где $n(t)$ – случайное возмущение в виде гауссовского белого шума с нулевым средним и дельтаобразной функцией корреляции $N_0\delta(\tau)/2$, а величина $N_0 = const$ определяет спектральную плотность процесса $n(t)$. Справедливость использования модели белого шума для случайных возмущений объясняется тем, что ширина спектра возмущений в реальных условиях на начальной стадии загорания обычно превышает полосу пропускания рассматриваемой саморегулирующейся системы.

Уравнение (2) описывает марковский процесс, для которого можно записать соответствующее уравнение Фоккера – Планка, определяющее динамику плотности вероятности $w(T,t)$ среднеобъемной температуры $T(t)$ газовой среды в начальной стадии пожара. Плотность вероятности $w(T,t)$, следуя [4], удовлетворяет уравнению, имеющему вид

$$dw/dt = -d[A(T)w]/dT + d^2[B(T)w]/dT^2. \tag{3}$$

Коэффициенты $A(T)$ и $B(T)$ уравнения (3) в данном случае, следуя (2), равны

$$A(T) = \alpha T \text{ и } B(T) = N_0 / 4.$$

При этом известно, что уравнение Фоккера–Планка (3) описывает также распределение координат броуновских частиц, движущихся в вязкой среде [4]. Поэтому при изучении динамики среднеобъемной температуры с помощью указанных уравнений будем использовать ее аналогию с координатой броуновской частицы. Уравнение (3) удобно записать в компактной форме

$$dw / dt + d\Pi / dT = 0,$$

используя понятие потока плотности вероятности вдоль оси температуры, равного

$$\Pi = A(T)w - d[B(T)w] / dT. \qquad (4)$$

Потоку плотности вероятности (4) с учетом указанной аналогии соответствует поток частиц, движущихся под действием детерминированной силы $A(T)$ и случайных возмущений, интенсивность которых характеризуется величиной $B(T)$. Коэффициенты $A(T)$ и $B(T)$ часто называют в литературе коэффициентами сноса и диффузии.

В общем случае найти решение уравнения (3), определяющее динамику плотности вероятности $w(T, t)$ среднеобъемной температуры $T(t)$ газовой среды в начальной стадии пожара, не представляется возможным. Однако применительно к рассматриваемому случаю при отсутствии загорания в помещении $\alpha = -r2$ решение находится на основании того, что случайный процесс $T(t)$ является гауссовским. Одномерная гауссовская плотность вероятности $w(T, t)$ определяется математическим ожиданием $m_T(t)$ и дисперсией $D_T(t)$, которые находятся из решения уравнения (2) и равны соответственно

$$m_T(t) = T_0 e^{-r2t} \text{ и } D_T(t) = N_0(1 - e^{-2r2t}) / 4r2.$$

Поэтому плотность вероятности

$$w(T, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_T(t)}} \exp\left\{ -\frac{(T - m_T(t))^2}{2D_T(t)} \right\}. \qquad (5)$$

Следуя (5), в начальный момент времени $t = 0$ среднее значение равно T_0, дисперсия равна нулю и, следовательно, $w(T,0) = \delta(T - T_0)$.

При условии, что $t \to \infty$ имеем $m_T(\infty) = 0$, $D_T(\infty) = N_0 / 4r2$. Это означает, что плотность вероятности (5) стремится к стационарному гауссовскому распределению, не зависящему от T_0 и времени t.

Поэтому в отсутствие загорания при начальной температуре T_0 и случайных возмущениях в газовой среде помещения с течением времени среднеобъемная температура стремится к стационарной гауссовской плотности вероятности с нулевым средним и дисперсией $N_0 / 4r2$, зависящей от уровня возмущений и удельной производительностью отвода тепла ограждающими конструкциями помещения и средствами тушения пожара.

Отметим, что в начальной стадии загорания, когда $r1 = r2$, уравнение Фоккера–Планка (3) преобразуется в уравнение диффузии

$$dw / dt = d^2[B(T)w] / dT^2,$$

которое имеет решение

$$w(T, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi N_0 t}} \exp\left\{ -\frac{(T - T_0)^2}{N_0 t} \right\}. \tag{6}$$

Нестационарная плотность распределения (6) показывает, что в этом случае с течением времени она расплывается и стационарного решения не существует. При условии $r1 = r2$ в системе на рис. 2 имеет место размыкание саморегулирующейся системы. Через некоторое время условие $r1 = r2$ может нарушиться, и саморегулирующаяся система может опять обладать положительным или отрицательным самовыравниванием, при котором она будет устойчивой или неустойчивой соответственно. Однако такое свойство системы носит случайный характер, а продолжительность таких состояний может быть значительной. Поэтому ситуацию, при которой система обладает отрицательным самовыравниванием можно рассматривать как срыв стационарного состояния, обусловленный развитием загорания в помещении. Кроме того случайный характер тепловых возмущений в среде при условии $r1 = r2$ будет вызывать диффузию среднеобъемной температуры среды.

Важной характеристикой рассматриваемого явления служит вероятность срыва динамики среднеобъемной температуры в системе, описываемой уравнением (2). Для определения этой вероятности необходимо знать плотность распределения $w(T, t)$, которая является решением уравнения Фоккера–Планка (3) при произвольных значениях параметра α. Как показано ранее такое решение существует только для значений $\alpha < 0$, при которых система (2) обладает самовыравниванием. В остальных случаях самовыравнивание либо отсутствует, либо система обладает отрицательным самовыравниванием. В обоих случаях, представляющих практический интерес для начальной стадии загорания в помещении, стационарное распределение $w(T,t)$, определяемое (3), отсутствует. Это означает, что при изучении явления срыва динамики можно говорить лишь о вероятности пребывания процесса (2) между двумя заданными границами. Применение для решения этой задачи уравнения Фоккера–Планка с граничными условиями связано с большими трудностями вычислительного характера [4]. В связи с этим большое внимание уделяется приближенным методам решения подобных граничных задач. Одним из указанных методов является метод потенциальных функций, в основу которого положено предположение о малой вероятности явления, состоящего в срыве динамики. Такое предположение оказывается справедливым для большинства задач обнаружения загораний по среднеобъемной температуре помещений.

Рассмотрим применение данного метода подробней. Введем в рассмотрение некоторый потенциал $U(T)$ одномерного поля скоростей диффузионного процесса (2), определяемого коэффициентом сноса $A(T) = \alpha T$. Тогда можно записать, что

$$A(T) = \alpha T = -dU(T)/dT. \qquad (7)$$

Предполагая, что $B(T) = N_0 / 4 = \text{const}$, стационарное распределение (3) с учетом (7) будет описываться в виде

$$w_{st}(T) = \frac{C}{B(T)} \exp\left\{-\frac{4}{N_0} U(T)\right\}, \qquad (8)$$

где $U(T) = -\int\limits_0^T \alpha T' dT'$, а константа C определяется из условия нормировки $\int\limits_{-\infty}^{\infty} w_{st}(T) dT = 1$. В случае малой величины вероятности срыва константу C можно определить из условия $\int\limits_{Tn}^{Tv} w_{st}(T) dT = 1$, где Tn и Tv определяют нижнюю и верхнюю границу интервала анализа среднеобъемной температуры соответственно.

Из (8) непосредственно следует, что форма для стационарной плотности вероятности определяется потенциальной функцией $U(T)$. В рассматриваемом случае потенциал $U(T)$ выражается соотношением

$$U(T) = -\frac{\alpha T^2}{2}.$$

График функции $U(T)$, так называемый потенциальный рельеф, представляет собой параболу, которая в зависимости от знака параметра α определяет потенциальную яму ($\alpha < 0$), которая при $\alpha > 0$ вырождается в потенциальный барьер (рис. 3). При этом динамика среднеобъемной температуры (2) в случае $\alpha < 0$ будет описываться флуктуациями броуновской частицы внутри потенциальной ямы. Когда возмущения отсутствуют $B(T) = 0$, частица скатывается на дно потенциальной ямы.

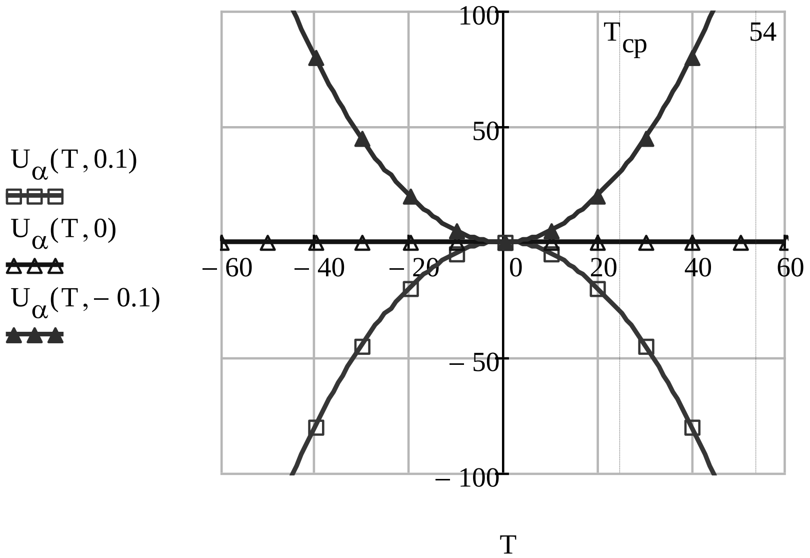

Рис. 3. График потенциальной функции $U(T) = U_\alpha(T, \alpha)$ для различных значений параметра α, равных $0{,}1$, 0 и $-0{,}1$ соответственно

Наличие случайных возмущений ($B(T) \neq 0$) вызывает хаотическое перемещение частицы, однако бесконечно большая глубина ямы удерживает частицу в определенных границах, чем и обусловливается наличие стационарного распределения (5) для среднеобъемной температуры в помещении.

Если же условия загорания соответствуют $\alpha = 0$ и $B(T) = \text{const}$, что характерно для начальной стадии загорания, то динамика среднеобъемной температуры (6) в помещении описывается винеровским процессом, а $U(T) = U = \text{const}$ и потенциальный рельеф представляет собой горизонтальную линию (рис. 3). Вследствие этого флуктуации температуры не ограничены, а плотность вероятности $w(T, t)$ беспредельно расплывается с течением времени. Дальнейшее развитие загорания приводит к тому, что параметр $\alpha > 0$. В этом случае потенциальная функция имеет вид барьера (первый график на рис. 3). На рис. 3 также отмечены значения среднеобъемной температуры T_{cp} среды и температуры срабатывания пожарных извещателей класса А1. Видно, что в случае $\alpha > 0$ состояние системы неустойчивое и частица скатывается со склона барьера даже в отсутствие возмущений – имеет место явление срыва динамики. Вследствие этого показатель экспоненты в (8) увеличивается и соответствующая плотность вероятности неограниченно возрастает. На рис. 4 в качестве примера представлены нормированные плотности распределения

$w_T(T,\alpha)$ среднеобъемной температуры газовой среды в помещении в начальной стадии загорания для анализируемого интервала температур $T \in [0,60]C$ при различных значениях параметра загорания α и единичной спектральной плотности случайных возмущений.

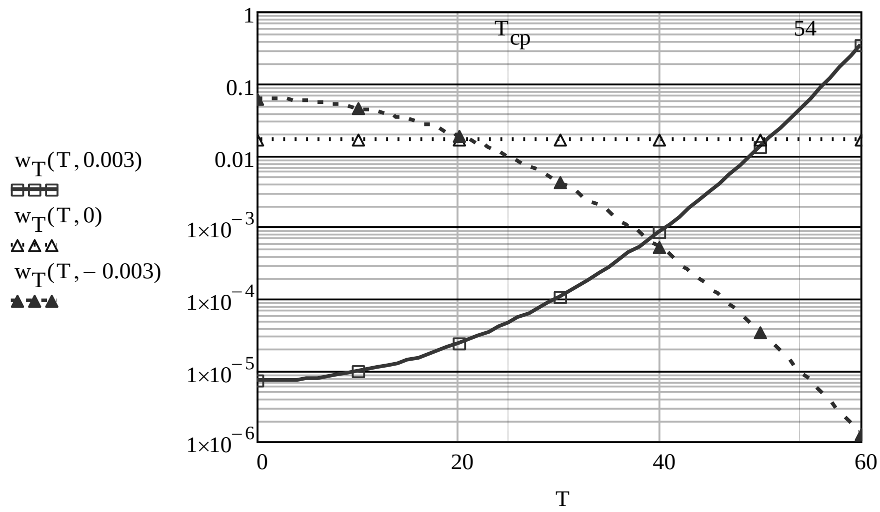

Рис. 4. Плотности вероятности $w_T(T,\alpha)$ для значений параметра α, равных $0{,}003$, 0 и $-0{,}003$ соответственно

На основании найденных плотностей вероятности $w_T(T,\alpha)$ могут быть определены, например, такие важные для приложений показатели как вероятность нахождения среднеобъемной температуры в начальной стадии пожара в заданном интервале температур или вероятность достижения среднеобъемной температурой порогового уровня температуры срабатывания пожарных извещателей. При этом могут быть исследованы зависимости указанных вероятностей от параметров очага загорания, характеристик помещения, случайных возмущений в среде, а также показателей средств тушения пожара.

Таким образом, представлен новый научно-методический аппарат для исследования статистической динамики среднеобъемной температуры газовой среды в негерметичном помещении в начальной стадии возникновения пожара, базирующийся на представлении загорания в виде некоторой стохастической саморегулирующейся термодинамической системы. Показано, что использование для указанного исследования подхода, основанного на фундаментальном решении уравнения Фоккера–Планка возможно только в случае $\alpha < 0$. В этом частном случае уравнение (2) представляет собой известное уравнение Ланжевена, для которого существует стационарное решение. В случае $\alpha = 0$ динамика среднеобъемной температуры газовой среды описывается винеровским процессом, для которого плотность вероятности с течением времени расплывается из-за увеличения дисперсии во времени, а стационарное распределение отсутствует. Показано, что отсутствует распределение и в случае $\alpha > 0$. В этой связи рассматривается приближенный метод, не требующий решения уравнения

Фоккера-Планка, основывающийся на понятии потенциальной функции и представлении динамики среднеобъемной температуры в виде движения броуновской частицы в потенциальном рельефе. Такой подход позволяет находить приближенные решения для плотности распределения вероятности среднеобъемной температуры при произвольных значениях параметра рассматриваемой системы. Отмечается, что на основе найденных плотностей вероятности можно определять такие важные для приложений показатели как вероятность нахождения среднеобъемной температуры в заданном интервале температур или вероятность достижения среднеобъемной температурой порога срабатывания пожарных извещателей.

В целом описываемый подход позволяет исследовать статистическую динамику среднеобъемной температуры при различных значениях параметров очага загорания, помещений и случайных возмущений в среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шаровар Ф. И. Пожаропредупредительная автоматика: теория и практика предотвращения пожаров от маломощных загораний / Ф. И. Шаровар. – М.: Специнформатика – СИ, 2013. – 555 с.

2. Поспелов Б.Б. Системный анализ моделей возникновения пожара в негерметичном помещении / Б.Б. Поспелов, Р.И. Шевченко, А.Н. Коленов // Проблемы пожарной безопасности, Харьков, НУГЗУ, 2013, вып. 34 – С. 140-149.

3. Поспелов Б.Б. Системная классификация моделей динамики среднеобъемной температуры пожара в помещении / Б.Б. Поспелов, В.А. Андронов // Проблемы пожарной безопасности, Харьков, НУГЗУ, 2015, вып. 37 – С. 178-185.

4. Тихонов В.И. Марковские процессы / В.И. Тихонов, М.А. Миронов. – М.: Сов. радио, 1977. – 488 с.

Б.Б. Поспєлов, В.А.Андронов, Є.О. Рибка

Аналіз динаміки осередненій за об'ємом температури початковій стадії пожежі в приміщенні як стохастичної саморегулюючої системи

Виконано аналіз динаміки осередненій за об'ємом температури газового середовища в негерметичному приміщенні в початковій стадії виникнення пожежі як деякої стохастичної саморегульованої термодинамічної системи.

Ключові слова: осереднена за об'ємом температура газового середовища, стохастична саморегулююча термодинамічна система.

B.B. Pospelov, V.A. Andronov, E.A. Rybka

Analysis of the dynamics mean bulk temperature fire in a room as a stochastic self-regulating system

The analyses of the dynamics mean bulk temperature of the gas in the unpressurized environment indoors in the early stages of a fire like a stochastic self-regulating thermodynamic system.

Keywords: volume average temperature of the gaseous medium, the stochastic self-regulating thermodynamic system.