УДК 536.46

Кузьменко Б.В.,
д.т.н., професор,
Академія муніципального управління;
Матвийчук О.С.,
к.т.н.
Верховна Рада України, спеціальна
контрольна комісія з питань
приватизації , зав. секретаріатом

ПИТАННЯ МАТЕМАТИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВОГО САМОЗАЙМАННЯ ПИЛОВУГІЛЬНИХ СУМІШЕЙ

Розглянуто питання математичного моделювання теплового самозаймання пиловугільних сумішей за різних умов

Ключові слова: самозаймання, пиловугільні суміші, математичне моделювання

Кузьменко Б.В.,
д.т.н. профессор,
Академия муниципального управления;
Матвийчук А.С.,
к.т.н.
Верховная Рада Украины, специальная
контрольная комиссия по вопросам
приватизации, зав. секретариатом

ВОПРОС МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВГО САМОВОЗГОРАНИЕ ПЫЛЕУГОЛЬНЫХ СМЕСЕЙ

Рассмотрен вопрос математического моделирования теплового самовоспламенения пылеугольных смесей при разных условиях

Ключевые слова: самовозгорание, пылеугольные смеси, математическое моделирование

Kuzmenko B.V.,
Ph.D. Professor,
Academy of Municipal Management;
Matvyychuk A.S.,
Ph.D.
Verkhovna Rada of Ukraine, special
Control Commission
of privatization, head. secretariat

QUESTIONS OF MATHEMATICAL MODELING OF THE THERMAL SELF-IGNITION OF PULVERIZED MIXES

The question of mathematical design of thermal spontaneous combustion is considered air coal mixtures at different terms

Keywords: spontaneous combustion, pulverized mixture, mathematical modeling

Введение. Самовозгорание является основой многих областей народного хозяйства, они связаны с реакциями окисления органических веществ или углерода кислородом воздуха, при высокой температуре или сильной концентрации активных центров, которые катализуют реакцию.

Анализ исследований и публикаций. Математическая теория горения оперирует уравнениями химической кинетики, теплопроводности и диффузии. С использованием математических методов М. Г. Семенов дал определение температуры самовозгорания, как абсциссы точки соприкосновения кривой тепловыделения $q_p(T))$ с прямой теплопотерь $q_T(T)$, то есть из условий $q_p(T)=q_T(T)$, $\dfrac{dq_p(T)}{dT}=\dfrac{dq_{\mathrm{T}}(T)}{dT}$. Самовозгорание наступает при условии, что величина разогревания $\Delta T > RT^2_{ок}/E$ $(R= 8.314$ кДж/моль; E- энергия активации, кДж/моль; $T_{ок}$- абсцисса сечения прямой $q_p(T)$, с осью абсцисс T, при наличии времени, необходимого для соответствующего самопроизвольного разогрева).

Постановка задачи. Основу всех расчетов гетерогенной химической реакции (горение) составляют такие нелинейные уравнения материального и теплового балансов процессов химического реагирования (детерминированная модель), [1] :

$$\begin{cases} \varepsilon \cdot \dfrac{dc}{dt} = \beta(c_0 - c) - k(T)\cdot c; \\ k(T) = z \cdot exp(-E/RT\,;) \\ c_p \cdot \dfrac{dT}{dt} = Q \cdot k(T)\cdot c - \alpha(T - T_0); \end{cases} \qquad (1)$$

$$t=t_н,\ c=c_н,\ T=Tн.$$

где ε- малый коэффициент $(\varepsilon \approx 0)$; c, c_0- концентрации вещества на поверхности и в объеме; T,T_0- температуры поверхности и окружающего среды; α, β- коэффициенты тепло- и массообмена; $k(T),Q$- константа скорости и теплота реакции; c_p- теплоемкость; $c_н$, $T_н$- начальное значение величин c, T в момент времени $t_н$.

При фиксированных значениях параметров в системе (1) последняя всегда имеет единое решение.

Система уравнений (1) описывает динамику параметров процесса самовозгорания, дает возможность установить положение точки самовозгорания, момент времени и концентрацию пылеугольной смеси, которые отвечают процессу самовозгорания.

Для малого значения ε можно пренебречь левой частью первого уравнения в системе (1) и выразить с как функцию Т і получить одно уравнение, которое и будет простейшей детерминированной моделью процесса самовозгорания

$$c_p \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{Qc_0\beta \cdot k(T)}{\beta + k(T)} - \alpha(T - T_0), \qquad (2)$$

$$t=t_н,\ T=T_н.$$

Однако горение одной, тем более группы топливных частичек в общих условиях характеризуется турбулентным режимом их перемещения, флюктуацией полей внешних и других параметров.

Теория случайных процессов возникшая в результате построения математических моделей реальных физических процессов и в наше время есть содержательной, такой, что используется в приложениях, частью теории вероятностей. Задачи современной науки и техники выдвигают на первый план проблемы случайных процессов, которые являются последовательностями независимых случайных величин (цепи Маркова, марковськие процессы со счетным множеством станов, процессы восстановления, полумарковськие процессы). Их роль объясняется тем, что реальные процессы, которые изучаются с использованием вероятностных методов, по своей природе связанные с дежурством событий случайной продолжительности. Изучение дифференциальных уравнений со случайными функциями вызвано ростом запросов механики, автоматического управления, агробиологии и химии, радиотехники, теоретической физики и др. В нашем случае необходимо рассматривать сложные дифференциальные уравнения, которые содержат обобщенные случайные процессы типа белого и других шумов, которые получены в результате предельного перехода от уравнений, которые описывают системы, которые находятся под быстроизменяемыми действиями. К этим уравнениям неприемлемые классические методы, для них разработанная специальная теория стохастических дифференциальных уравнений, для решения которых существует много эффективных методов определения конечномерных распределений. Возникновение и развитие теории стохастических дифференциальных уравнений ведет начало из работ К. Ито, в 1942 г. эта теория была впервые применена к проблеме Колмогорова о существовании марковских процессов с заданным свойством.

Горение одной, тем более группы топливных частичек в реальных условиях, как правило, характеризуется турбулентным режимом их перемещение, флюктуацией полей внешних и других параметров. Механизмам химических реакций в случайном поле на протяжении многих лет отводится значительное внимание, [2, 3, 5]. Это прежде всего относится к изучению влияния турбулентных пульсаций на гомогенные химические реакции. Часто гетерогенные химические процессы изображаются в квазиламинарном приближении, без учета турбулентных пульсаций. Поэтому разрабатываются модели нестационарных процессов самовозгорания и горение частичек вследствие действия пульсаций параметров, связанных с коэффициентами тепло- и массообмена между угольной частичкой и внешней средой, а также параметров внешней среды.

Случайный характер внешних условий проявляется через флюктуации коэффициентов тепло- и массоотдачи. Для угольных частичек небольших размеров вследствие существенной нелинейной скорости гетерогенной реакции от температуры важного значения приобретает случай наличия влияния пульсации температуры во внешней турбулентной среде на процессы самовозгорания и горение. Так в моделях (1), (2) параметры $\alpha,\ \beta,\ c_0\ ,T_0$ при условии наличия внешнего шума являются случайными функциями времени, их статистические характеристики задаются для замыкания уравнений математических моделей. В результате для анализирования широкого кола задач, от формирования режимов гетерогенной реакции к расчетам характеристик самовозгорания твердых частичек используется такое стохастическое дифференциальное уравнение первого порядка

$$c_p \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{Qc_0\beta \cdot k(T)}{\beta + k(T)} - \alpha(T - T_0) + \xi(t), \qquad (3)$$

$$t=t_н,\ T=T_н.$$

где $\xi(t)$- случайная величина (шум) с нулевым средним значением.

Для случая колебания коэффициентов $\alpha,\ \beta$ рассматриваются два случая: первый- когда $\xi(t)$- винеровской случайный процесс второй- когда $\xi(t)$ является случайной величиной типа пуассоновского белого шума. Стохастичному дифференциальному уравнению (3) для анализа соответствующих процессов и практических расчетов отвечают такие уравнения для дифференциальной функции распределения:

1) Для случая флюктуации α- соответствующее дифференциальное уравнение Фоккера-Планка для дифференциальной функции распределения $\varphi(\tau,\ \theta)$, $\tau=<\alpha>t/c_p$, $\theta = (T\text{-}T_0)/\sigma T_0$, $\sigma = Rt_0/E$ ($\varphi(\tau,\theta)$- усреднение плотности распределения вероятностей $f(\tau,x,\theta)$ при $x = (c_0 - c)/c_0$) будет иметь вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial \theta}\left\{\left[\delta\left(\mu + exp\frac{-\theta}{1+\sigma\theta}\right)^{-1} - (1-D)\theta\right]\varphi\right\} + D \cdot \frac{\partial^2(\theta^2\varphi)}{\partial \theta^2} \qquad (4)$$

где δ - параметр; D- корреляционная функция случайного процесса, который описывает колебание $\alpha(\tau)$ во времени.

2) В случаи, когда релаксация концентрации к своему стационарному значению происходит значительно быстрее релаксации температуры θ и $\varphi(\tau,\theta)$:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = -\frac{\partial}{\partial\theta}\left\{\left[\left(1-\langle x\rangle\right)\delta + exp\left(\frac{-\theta}{1+\sigma\theta}\right) + (D-1)\theta\right]\varphi\right\} + D\cdot\frac{\partial^2\left(\theta^2\varphi\right)}{\partial\theta^2} \quad (5)$$

где $\langle x\rangle = \int_0^1 x\cdot\varphi(x/\theta)dx;$ $\varphi(x/\theta)$ - условная плотность распределения величины x.

3) Для более точного учета реальных физических условий хода процесса необходимо использовать случайные величины типа "белого" пуассоновского шума для описания флюктуации свойств нелинейных динамических и физико-химических систем и параметров. При моделировании этих и других случайных величин рекомендуется использовать "белый" пуассоновский шум с экспоненциально распределенной амплитудой его импульсов. К числу необходимых для рассмотренной задачи особенностей относятся такие характеристики этого случайного процесса: положительная определенность случайных величин, которые моделируются; возможность сохранения марковости динамических сменных; управляющее уравнение этого случайного процесса может быть легко сопоставимое с управляющим уравнением для гауссовского белого шума.

Для пуассоновского дельта-коррелированного во времени процесса стохастическое дифференциальное уравнение имеет вид, [2] :

$$\frac{dx}{dt} = f(x,t) + z(t)\cdot g(x,t), \quad (6)$$

$$x(0)=x_0;$$

где f и g - детерминированные функции; Z(t) - случайная функция времени, в нашем случае - пуассоновский процесс с произвольной импульсной функцией g(x, t), или пуассоновский дельта-коррелированный процесс. Соответствующее интегродифференциальное уравнение Колмогорова-Феллера для скачкообразного процесса имеет вид:

$$\frac{dp}{dt} = -g(\lambda,t)\cdot p(\lambda,t) + \int_{-\infty}^{+\infty} p(\lambda',t)\cdot u(\lambda',\lambda,t)d\lambda' \quad (7)$$

а для случая дискретно - непрерывного изменения случайного процесса интегродифференциальное уравнение Колмогорова-Феллера записывается в виде

$$\frac{dp(\lambda,t)}{dt} = -g(\lambda,t)\cdot p(\lambda,t) + \int_{-\infty}^{+\infty} p(\lambda',t)\cdot u(\lambda',\lambda,t)d\lambda' -$$

$$-\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[a(\lambda,t)\cdot p(\lambda,t)\right] + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial\lambda^2}\left[b(\lambda,t)\cdot p(\lambda,t)\right] \qquad (8)$$

где $g(\lambda,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\lambda',\lambda,t)d\lambda$; $u(\lambda', \lambda, t)$ - плотность вероятности перехода случайного процесса из стана λ в λ'', где $\lambda'' \in (\lambda', \lambda' + \Delta\lambda)$. В нашем случае для пуассоновского дельта - коррелированного во времени процесса интегродифференциальное уравнение Колмогорова - Феллера имеет вид

$$\frac{\partial p_t(x)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} f(x,t)\cdot p_t(x) = \nu\cdot\int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi)\cdot e^{-\xi}\cdot p_t\left(x\cdot e^{-\xi}\right)d\xi - \nu\cdot p_t(x) \qquad (9)$$

где $\nu = \overline{n}/T$, $\overline{n}$ - среднее число точек разрыва пуассоновского процесса, которые приходятся на единицу времени; $P_t(x)$ - одноточечная плотность вероятностей; $P(\xi)$ - плотность вероятности перехода.

Гетерогенная химическая реакция довольно часто реализуется в режиме, когда доставка и отводы тепла подвергаются значительным колебаниям, то есть когда λ и β в системе (1) являются случайными функциями времени, по обыкновению величины $\lambda(t)$, $\beta(t)$, $\alpha(t)$ задаются в виде

$$\lambda(t) = \lambda\left[1+\xi_2(t)\right],\ \beta(t) = \overline{\beta}\left[1+\xi_1(t)\right],\ \alpha(t) = \overline{\alpha}\left[1+\xi_0(t)\right], \qquad (10)$$

где $\xi_1(t)$, $\xi_2(t)$, $\xi_0(t)$ - случайные величины типа "белого" пуассоновского шума, которые являются последовательностью дельта-пиков в случайные моменты времени, которые задаются пуассоновскими процессами с параметрами λ_1 λ_2 λ_0. Для составления стохастических моделей, которые содержат в своей основе "белый" пуассоновский шум нами использованная методика, которая базируется на интегродифференциальному уравнении (9). В результате применения этого типа случайных величин образовывается совокупность интегродифференциальних уравнений относительно неизвестной функции распределения, причем задача решения этих уравнений есть сложной, а в общем случае такой, что не решается аналитическим путем. В нашем случае окажется возможным найти стационарное решение уравнения Колмогорова-Феллера. Для случая самовозгорания и дальнейшего горения твердотопливных частиц последний имеет вид

$$f_{CT}(\theta)=\theta^{\frac{1}{\Omega_2}}\cdot[\mu_1,+\varphi(\theta)]exp\left[\frac{\mu_1\cdot\theta+\int\limits_{\theta_0}^{\theta}\varphi(x)dx}{\Omega_2\cdot\theta(\mu+\varphi(\theta))}\right] \tag{11}$$

где $\varphi(\theta)=\int\limits_{\theta_0}^{\theta}exp\left(-\frac{x}{1+\delta\cdot x}\right)dx,\ \Omega_2=\frac{\omega_2\langle\alpha\rangle}{c}$, ω_2 - статистическая характеристика пуассоновского процесса $\alpha = \alpha(t)$.

Анализ решения (11) для $f_{cm}(\theta)$ свидетельствует о том, что эта функция имеет три экстремумы: два максимума и один минимум. Применение случайных величин типа "белого" пуассоновского шума при моделировании процессов самовозгорания и дальнейшего горения твердотопливных частичек существенным образом усложняет математические модели этих процессов, снижает возможности прогнозирования их развития аналитическими методами. Вместе с тем, стохастическое моделирование процессов самовозгорания и дальнейшего горения твердотопливных частиц с применением уравнения Фоккера-Планка (4), (5) позволяет оценивать влияние условий протекания этих процессов как в стационарном, так и в нестационарном режимах с приемлемой для практических расчетов точностью, используя хорошо развитые для этого случая методы.

Стохастическое моделирование процесса самовозгорания угольных частиц, которое проводится в направлении конструирования соответствующих стохастических дифференциальных уравнений, которые содержат случайные величины типа гауссовского и пуассоновского белого шума и уравнений типа Фоккера-Планка и Колмогорова-Феллера нуждается в решении последних. Это возможно с использованием сложных числовых методов и соответствующих компьютерных технологий. На практике часто достаточно описания не для функции распределения, а для динамики средней температуры (ее математического ожидания), для этого используются методы теории обычных дифференциальных уравнений для средних величин. Такое направление в литературе не обсуждался (теория стохастичного самовозгорания), хотя в теории случайных процессов много вопросов исследованные и могут быть использованные при решения теоретических проблем угольной энергетики.

Для системы, поведение которой описывается стохастическим дифференциальным уравнением

$$\frac{d\lambda(t)}{dt} = a(\lambda, t) + \sqrt{b(\lambda, t)} \cdot n(t),\ \lambda(t_0) = \lambda_0 \qquad (12)$$

где $a(\lambda,\ t)$, $b(\lambda,\ t)$ - коэффициенты соответственно износу и диффузии - детерминированные функции своих аргументов; $n(t)$ - нормальный "белый" шум с известными статистическими характеристиками

$$\langle n(t)\rangle = 0,\ \langle n(t_1)n(t_2)\rangle = 2S \cdot \delta(t_1 - t_2);$$
$$S = \frac{\alpha^2}{2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \langle T_0(t) \cdot T_0(t')\rangle d(t - t'),$$

дифференциальное уравнение Фоккера-Планка для плотности вероятности $p(\lambda,t)$ ($\lambda(t)$ - Марковский процесс имеет вид

$$\frac{\partial p(\lambda,t)}{\partial t} = -\frac{\partial[a(\lambda,t)p(\lambda,t)]}{\partial\lambda} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2[b(\lambda,t)p(\lambda,t)]}{\partial\lambda^2}$$

На практике часто применяются разные приближенные методы, связанные с расписанием $a(\lambda,\ t)$ $b(\lambda,\ t)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $m_\lambda(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda \cdot p(\lambda,t)d\lambda$ когда ограничиваются первыми членами расписания

$$a(\lambda,t) \approx a(m_\lambda, t) + \frac{\partial a(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda}[\lambda - m_\lambda(t)] \qquad (13)$$

$$b(\lambda,t) \approx b(m_\lambda, t) + \frac{\partial b(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda}[\lambda - m_\lambda(t)] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 b(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda^2} \cdot [\lambda - m_\lambda(t)]^2 \qquad (14)$$

В этом случае для математического ожидания $m_\lambda(t)$ и дисперсии $D_\lambda(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\lambda - m_\lambda(t)]^2 \cdot p(\lambda,t)d\lambda$ имеет место система обычных дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{dm_\lambda(t)}{dt} = a(m_\lambda, t) + \dfrac{1}{2}\dfrac{\partial^2 a(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda^2} \cdot D_\lambda(t) \\ \dfrac{dD_\lambda(t)}{dt} = \left[2\dfrac{\partial a(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda} + \dfrac{1}{2}\dfrac{\partial^2 b(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda^2} \right] \cdot D_\lambda(t) + b(m_\lambda, t) \end{cases}$$

Для случая стохастичного самовозгорания угольных частиц

$$\lambda(\tau) = \theta(\tau) = \frac{E}{RT^2}(T - T_0),\ a(\lambda, \tau) = \frac{\delta \cdot exp(\theta)}{1 + \mu\, exp(\theta)} - \theta,$$

$$b(\lambda, \tau) = 2\sigma = 2\frac{E^2 \cdot S}{c\alpha R^2 T_0^4},\ \tau = \frac{\alpha t}{c},\ \delta = \frac{\mathrm{Q}k(T_0)c_0 E}{\alpha R T_0^2},\ \mu = \frac{k(T)}{\beta},$$

Здесь c - концентрация вещества возле поверхности угольной частички; T_1, T_0 - температура поверхности и окружающего среды; α и β - коэффициенты тепло- и массообмена; Q - теплота реакции; C - теплоемкость; c_0 - концентрация вещества при температуре T_0; E - энергия активации; R - универсальная газовая стала; S - параметр шума, который выражается через коррелятор случайной функции времени и оценивается в эксперименте; z - предекспоненцийний множитель, который наблюдается.

В простейшем случае система дифференциальных уравнений для $m_\lambda(t)$, $D_\lambda(t)$ имеет вид

$$\frac{dm_\lambda(t)}{dt} = a(m_\lambda, t),$$
$$\frac{dD_\lambda(t)}{dt} = 2D_\lambda(t) \cdot \frac{\partial a(m_\lambda, t)}{dm_\lambda} + b(m_\lambda, t).$$

В случае, который рассматривается $b(m_\lambda, t) = 2\sigma = const$,

$$\frac{\partial b(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda} = \frac{\partial^2 b(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda^2} = 0,\quad \frac{\partial a(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda} = \frac{\delta \cdot e^{\bar{\theta}} \cdot (1 - \mu + \mu\theta)}{1 + \mu \cdot e^{\theta}},$$

$$\frac{\partial^2 a(m_\lambda, t)}{\partial m_\lambda^2} = \frac{\delta \cdot e^{\bar{\theta}} \cdot (1 - \mu + \mu\theta)}{\left(1 + \mu \cdot e^{\theta}\right)^2},\ \bar{\theta} = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\theta, \tau)\, d\theta.$$

То есть для случая, когда учитываются только члены к первому порядку при расписании коэффициентов $a(\lambda, t)$, $b(\lambda, t)$ в ряд Тейлора, система двух обычных дифференциальных уравнений для определения $\overline{\theta}_{\lambda}(\tau)$ и Dλ*(t) будет* иметь вид ($D_{\lambda}(\tau)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left[\theta-\overline{\theta}(\tau)\right]^2 p(\theta,\tau)d\theta$):

$$\begin{cases} \dfrac{d\overline{\theta}(\tau)}{d\tau}=\dfrac{\delta\cdot e^{\overline{\theta}(\tau)}}{1+\mu e\overline{\theta}(\tau)}-\overline{\theta}(\tau) \\ \dfrac{dD(\tau)}{d\tau}=2\left[\dfrac{\delta\cdot e^{\overline{\theta}(\tau)}}{\left(1+\mu e\overline{\theta}(\tau)\right)^2}-1\right]-D(\tau)+2\sigma \end{cases} \tag{15}$$

$\overline{\theta}(\tau_0)=\overline{\theta}_0,\ D(\tau_0)=D_0.$

Для случая, когда учитываются составные расписанию в ряд Тейлора к второму порядку включительно, с учетом (13), (14) для $\overline{\theta}(\tau)$ и *D(τ)* будут иметь место следующее дифференциальное уравнение третьего порядка у частных производных:

$$\begin{cases} \dfrac{d\overline{\theta}(\tau)}{d\tau}=\dfrac{\delta\cdot e^{\overline{\theta}(\tau)}}{1+\mu e\overline{\theta}(\tau)}+\dfrac{\delta\cdot e^{\overline{\theta}(\tau)}\left[1+\mu(\delta-1)e^{\overline{\theta}(\tau)}\right]}{2\left[1+\mu e\overline{\theta}(\tau)\right]^3}\cdot D(\tau)-\overline{\theta}(\tau) \\ \dfrac{dD(\tau)}{d\tau}=2\left[\dfrac{\delta\cdot e^{\overline{\theta}(\tau)}}{\left(1+\mu e\overline{\theta}(\tau)\right)^2}-1\right]-D(\tau)+2\sigma \end{cases} \tag{16}$$

$\overline{\theta}(\tau_0)=\overline{\theta}_0,\ D(\tau_0)=D_0.$

Расчеты с использованием моделей (15), (16) выполняются с использованием компьютерных технологий, включительно с возможностью автоматического управления процессом загорания и дальнейшим горением твердого топлива [5].

Для случая самовозгорания и дальнейшего горения при нечетких условиях, [6], вместо функции распределения нужно ввести понятие функции принадлежностей температуры процесса самовозгорания $\mu(T)$. Согласно вероятностному трактованию значения для функции принадлежностей соответствующего нечеткого множества будет иметь место математическая модель в виде дифференциального уравнения у частных производных:

$$\mu(\tau,\theta)=\int\limits_0^{\theta} f(\tau,\theta)d\theta,\ f(\tau,\theta)=\frac{\partial\mu(\tau,\theta)}{\partial\theta},\ \varphi(\theta)=\left[\frac{\delta\cdot exp(\theta)}{1+\mu\cdot exp\,\theta}-\theta\right],$$

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial \tau \cdot \partial \theta} = -\frac{\partial}{\partial \theta}\left[\varphi(\theta)\cdot\frac{\partial \mu}{\partial \theta}\right] + \sigma \cdot \frac{\partial^3 \mu}{\partial \theta^3} \qquad (17)$$

Дифференциальное уравнение третьего порядка у частных производных (17) дополняется соответствующими условиями однозначности.

Выражение (17) является математической моделью процесса самовозгорания как такого, что происходит по нечетких условий.

Выводы. Разработанные математические модели теплового самовозгорания можно использовать для математического моделирования этого процесса за детерминированных, стохастических и нечетких условий хода этого процесса.

Использованные источники информации:

1. Кузьменко Б.В., Мальчевський И.А. Стохастическое моделирование процессов самовоспламенения и горения частиц твердого топлива / Экотехнологии и ресурсосбережение, 2000, N 6,с. 3-8.
2. Мальчевський І.А., Кузьменко Б.В. Самозаймання і горіння часток твердого палива в умовах випадкових впливів / Доповіді НАНУ, 2001, N 4, с. 86-90.
3. Мальчевський И.А., Кузьменко Б.В., Соколовская Н.И. Физико – химические закономерности самовоспламенения и горения частиц твердого топлива / Энергетика и электрификация, 2001, N 6, с. 48-50.
4. Мальчевский И.А., Кузьменко Б.В., Гапонич Л.С. Гауссовы приближения в стохастической теории самовоспламенения угольных частиц / Нелінійні коливання, 2004, N 1, с. 111-114.
5. Кузьменко Б.В., Мальчевський І.А. Застосування теорії випадкових процесів і стохастичних диференціальних рівнянь при вирішенні технічних і біологічних проблем / Наукові праці УДУХТ, К.: 2001, N 10, с. 177-178.
6. Лисенко В.П., Кузьменко Б.В., Кондратюк В.Г. Спеціальні розділи вищої математики. Нечіткі множини, нечіткі відношення, нечітка логіка та основи теорії наближених міркувань. Навчальний посібник.- К.: НАУ, 2003, 85 с.

References:

1. Kuz'menko B.V., Mal'chevs'kyj Y.A. Stokhastycheskoe modelyrovanye protsessov samovosplamenenyia y horenyia chastyts tverdoho toplyva / Ekotekhnolohyy y resursosberezhenye, 2000, N 6,s. 3-8.
2. Mal'chevs'kyj I.A., Kuz'menko B.V. Samozajmannia i horinnia chastok tverdoho palyva v umovakh vypadkovykh vplyviv / Dopovidi NANU, 2001, N 4, s. 86-90.
3. Mal'chevs'kyj Y.A., Kuz'menko B.V., Sokolovskaia N.Y. Fyzyko – khymycheskye zakonomernosty samovosplamenenyia y horenyia chastyts tverdoho toplyva / Enerhetyka y elektryfykatsyia, 2001, N 6, s. 48-50.
4. Mal'chevskyj Y.A., Kuz'menko B.V., Haponych L.S. Haussovy pryblyzhenyia v stokhastycheskoj teoryy samovosplamenenyia uhol'nykh chastyts / Nelinijni kolyvannia, 2004, N 1, s. 111-114.

5. Kuz'menko B.V., Mal'chevs'kyj I.A. Zastosuvannia teorii vypadkovykh protsesiv i stokhastychnykh dyferentsial'nykh rivnian' pry vyrishenni tekhnichnykh i biolohichnykh problem / Naukovi pratsi UDUKhT, K.: 2001, N 10, s. 177-178.
6. Lysenko V.P., Kuz'menko B.V., Kondratiuk V.H. Spetsial'ni rozdily vyschoi matematyky. Nechitki mnozhyny, nechitki vidnoshennia, nechitka lohika ta osnovy teorii nablyzhenykh mirkuvan'. Navchal'nyj posibnyk.- K.: NAU, 2003, 85 s.

Рецензент: д.ф.-м.н., проф. Дубко В.О.