

МИНИСТЕРСТВО ВНУТРЕННИХ ДЕЛ УКРАИНЫ
АКАДЕМИЯ ПОЖАРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ УКРАИНЫ

ПРОБЛЕМЫ ПОЖАРНОЙ
БЕЗОПАСНОСТИ

Сборник научных трудов

(10-й годовщине независимости Украины посвящается)

Выпуск 9

Утверждено к печати ученым советом
АПБ Украины
(протокол № 12 от 18.04.2001 г.)

АО "Фоліо"
Харьков 2001

УДК 614.8

Проблемы пожарной безопасности. Сб. науч. тр. АПБ
Украины. – Вып. 9. – Харьков: Фолио, 2001. – 262 с.
ISBN 966-03-1091-9

В сборнике представлены результаты научных исследований в области пожарной безопасности. Рассматриваются организационно-технические аспекты совершенствования пожарной безопасности, отражающие современные методы повышения эффективности противопожарной защиты и тенденции развития научных исследований в данной области.

Материалы предназначены для инженерно-технических работников пожарной охраны, профессорско-преподавательского состава, адъюнктов, слушателей и курсантов пожарно-технических учебных заведений.

Ил. – 66, табл. – 47.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: д-р техн. наук, проф. Ю.А. Абрамов (отв. ред.), д-р техн. наук, проф. О.П. Алексеев, д-р техн. наук, проф. Е.В. Бодянский, д-р техн. наук, ст. науч. сотр. В.М. Комяк, д-р техн. наук, проф. Л.Н. Куценко (зам. отв. ред.), д-р техн. наук, проф. Э.Е. Прохач, д-р техн. наук, проф. Н.И. Иванов, д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. С.А. Тюрин, д-р физ.-мат. наук, проф. В.П. Ольшанский, д-р физ.-мат. наук, проф. С.В. Яковлев, канд. техн. наук Н.Н. Кулешов.

Рецензенты: д-р техн. наук, проф. О.Н. Фоменко,
д-р техн. наук, проф. О.Г. Руденко.

ISBN 966-03-1091-9.

© Академия пожарной
безопасности Украины, 2001

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПЛАСТОВОГО САМОНАГРЕВАНИЯ СЫРЬЯ, ПОРОЖДЕННОЕ ОЧАГОМ ИМПУЛЬСНОГО ТИПА

С.А. Еременко, В.В. Тригуб, канд. техн. наук. Т.Ю. Поляк
(представлено докт. физ. - мат. наук В.П. Ольшанским)

Построено аналитическое решение нестационарной задачи теплопроводности для пластового очага конечной продолжительности действия. Проанализированы численные результаты.

Решение нестационарных температурных задач пластового самонагревания растительного сырья проводилось в работах [1, 2] в предположении, что мгновенно включенный тепловой источник (очаг самонагревания) остается постоянным, а, следовательно, и бесконечным во времени. Согласно построенным решениям температура сырья постоянно растет и независимо от параметров очага, самонагревание всегда приводит к самовозгоранию насыпи. Такой ход процесса не всегда подтверждается практикой. Опыты показывают, что тепловой очаг может менять свою активность в ходе самонагревания и угасать по истечению определенного времени, что связано с затуханием деятельности микрофлоры

[2]. Поэтому представляет практический интерес изучение нестационарного температурного поля, порожденного очагом конечной продолжительности действия. Очаги такого типа при гнездовом самонагревании рассмотрены в работе [3]. Ниже пойдет речь о пластовом самонагревании.

Исследования очагов импульсного типа при пластовом самонагревании ранее проводились в работах [4,5]. Частично данный вопрос освещался в работе [6].

Рассмотрим ситуацию более детально. Пусть в насыпи возникает очаг импульсного типа (рис. 1) с импульсом продолжительности h , где: x - вертикальная координата; l - высота

насыпи; ξ - расстояние от основания насыпи до центра очага; $2R$ - ширина пластового очага. Теплофизические характеристики сырья: коэффициент теплопроводности λ , плотность ρ и удельная теплоемкость c зависят от вида рассматриваемого сырья [2].

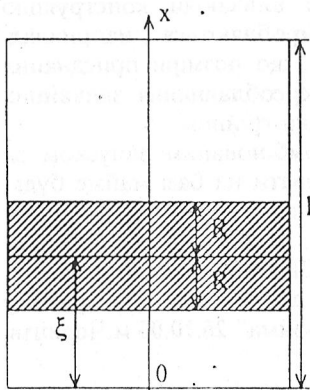


Рисунок 1 - Расчетная схема

Исходим из линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = [q(t)(\omega(-(\xi - R)) - \omega(x + (\xi + R))) + q_{\phi}] \frac{1}{\rho c} \quad (1)$$

В уравнении (1) $T = T(x, t)$ – избыточная температура самонагревания; $a = \lambda / (\rho c)$; t – время; $q(t)$ – плотность термоисточников в очаге самонагревания; q_{ϕ} – фоновая плотность термоисточника; ω – функция Хевисайда.

Далее примем, что на торцах $x=0$ и $x=1$ происходит идеальный теплообмен с окружающей средой, т.е. решение построим при следующих начальном и граничном условиях

$$T(x, 0) = 0; \quad T(0, t) = T(1, t) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) зададим в виде ряда

$$T(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n(t) \sin(\alpha_n x), \quad \alpha_n = \frac{n\pi}{1}, \quad (3)$$

который удовлетворяет граничному условию (2).

Подставив разложение (3) в уравнение (1) получаем дифференциальные уравнения для неизвестных функций $b_n(t)$

$$\dot{b}_n + a \alpha_n^2 b_n = \frac{4}{\rho c n \pi} \sin(\alpha_n \xi) \sin(\alpha_n R) q(t). \quad (4)$$

Здесь точка означает дифференцирование по t .

Решив уравнение (4) при нулевом начальном условии (2) найдем $b_n(t)$, а затем и искомое решение. Согласно (3) оно имеет вид

$$T(x, t) = \frac{4}{\pi \rho c} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin(\alpha_n \xi) \sin(\alpha_n R) \sin(\alpha_n x) I_n(t), \quad (5)$$

где:

$$I_n(t) = e^{-a \alpha_n^2 t} \int_0^t q(u) e^{a \alpha_n^2 u} du. \quad (6)$$

$$t_1 = \begin{cases} t & \text{при } t < h \\ h & \text{при } t \geq h \end{cases}$$

Решение (5) позволяет изучить зависимость температурного поля самонагрева от вида теплового импульса, который будем задавать финитной функцией

$$q(t) = q_1(t) \cdot (\omega(t) - \omega(t-h)). \quad (7)$$

Здесь $q_1(t)$ – некоторая функция времени, определяющая плотность термисточника.

В качестве временных зависимостей рассмотрим импульсы:

$$1. \text{ прямоугольный } \quad q_1(t) = q_0 \quad (8)$$

$$2. \text{ параболический } \quad q_1(t) = (4 \cdot q_0 / h^2) \cdot (h-t) \cdot t \quad (9)$$

$$3. \text{ синусоидальный } \quad q_1(t) = q_0 \cdot \sin(\pi t/h) \quad (10)$$

где q_0 – постоянная, характеризующая максимальную плотность источников в очаге.

Интегрируя (6), для распределений (8), (9) и (10) соответственно находим

$$1. \quad I_n(t) = \frac{q_0}{a \alpha_n^2} e^{-a \alpha_n^2 (t-t_1)} \left(1 - e^{-a \alpha_n^2 t_1} \right),$$

$$2. \quad I_n(t) = \frac{4 q_0}{a \alpha_n^2 h^2} e^{-a \alpha_n^2 (t-t_1)} \left\{ \left(h + \frac{2}{a \alpha_n^2} \right) \left[t_1 - \frac{1}{a \alpha_n^2} \left(1 - e^{-a \alpha_n^2 t_1} \right) \right] - t_1^2 \right\},$$

$$3. \quad I_n(t) = \frac{q_0}{\left(a \alpha_n^2 \right)^2 + \varepsilon^2} e^{-a \alpha_n^2 (t-t_1)} \left[a \alpha_n^2 \sin(\varepsilon t_1) - \varepsilon \cos(\varepsilon t_1) + \varepsilon e^{-a \alpha_n^2 t_1} \right],$$

где $\varepsilon = \pi/h$.

где $\varepsilon = \pi/h$.

Остановимся на результатах расчета, проведенного при $q_0 = 60 \text{ Вт/м}^2$, $\lambda = 0,09 \text{ Вт/(мК)}$, $\rho c = 8,5 \cdot 10^5 \text{ Дж/(м}^3\text{К)}$, $h = 30$ суток, $R = 0,3 \text{ м}$, $l = 30 \text{ м}$, $\xi = 20 \text{ м}$. Полученные значения прироста температуры при $x = 20 \text{ м}$, $x = 20,3 \text{ м}$, $x = 20,6 \text{ м}$ в $^{\circ}\text{C}$ указаны в табл. 1, 2 и 3 соответственно для ступенчатого, параболического и синусоидального импульсов. При вычислениях в ряде (3) удерживали по 500 членов. Температура в центре очага оказывается наибольшей как при нагреве, так и при остывании сырья. Уровень избыточных температур в табл. 2 и 3 ниже, чем в табл. 1, что физически объясняется меньшим значением суммарного теплового импульса на промежутке $t \in [0; h]$. Анализ результатов показывает, что максимума прирост температуры достигает: для прямоугольного импульса при $t = h$, а для параболического и синусоидального импульсов немного позже $t = h/2$. Так, что время достижения максимума зависит от формы и продолжительности теплового импульса. В отличие от [1, 2] рассмотренная теория, по крайней мере, качественно согласуется с наблюдаемыми на практике процессами самонагрева, которые не всегда приводят к взрывам и пожарам. Анализ вычислений показывает, что за счет эффекта температурного последствия [7] в сечениях, удаленных от центра теплового источника, наблюдается прирост температуры и после прекращения тепловой активности очага.

Таблица 1 – Значения $T(x, t)$ в $^{\circ}\text{C}$, порожденные ступенчатым импульсным очагом

t, сут	x = 20 м	x = 20,3 м	x = 20,6 м
1	6,07	3,05	0,02
5	25,83	15,06	2,33
15	58,10	40,78	15,52
20	70,45	51,63	22,89
25	81,44	61,55	30,19
30	91,44	70,74	37,33
35	74,85	64,28	41,92
45	59,33	54,35	41,94

Таблица 2 – Значения $T(x, t)$ в $^{\circ}\text{C}$, порожденные параболическим импульсным очагом

t, сут	x = 20 м	x = 20,3 м	x = 20,6 м
1	0,40	0,20	0,00
5	8,18	4,49	0,43
15	42,75	28,31	8,71
20	56,50	39,90	15,56
25	62,37	46,94	22,23
30	57,15	46,69	27,00
35	48,32	42,26	28,67
45	39,05	39,93	28,04

t, сунг	x = 20 м	x = 20,3 м	x = 20,6 м
1	0,32	0,16	0,00
5	7,08	3,88	0,36
15	41,24	27,13	8,14
20	55,04	38,77	14,90
25	60,04	45,25	21,44
30	54,32	44,54	25,93
35	46,04	40,32	27,43
45	37,25	34,29	26,78

ЛИТЕРАТУРА

1 Абрамов Ю.А., Кирочкин А.Ю., Откидач Д.Н. Распределение температуры в пластовом органическом веществе. // Проблемы пожарной безопасности. Сб.научн.тр. ХИПБ. Вып. 5. – Харьков: ХИПБ, 1999. – С.7 – 10.

2 Вогман Л.П., Горшков В.И., Дегтярев А.Г. Пожарная безопасность элеваторов. – М.: Стройиздат, 1993. – 288 с.

3 Ольшанский В.П., Тригуб В.В. Температурное поле гнездового самонагревания сырья, порожденное очагом импульсного типа. // Коммунальное хозяйство городов. Вып. 21. Киев: Техника, 2000. – С.12 – 23.

4 Ольшанский В.П. Температурное поле пластового самонагревания сырья, порожденное очагом импульсного типа // Вестник Харьковского государственного политехнического университета. Сб. науч. тр. Вып. 65 – Харьков: ХГПУ, 1999. – С.10 – 14.

5 Ольшанский В.П. Температурная задача пластового самонагревания сырья очагом импульсного типа // Коммунальное хозяйство городов. Сб. науч. тр. Вып. 22 – Киев: Техника, 2000. – С.273 – 277.

6 Ольшанский В.П., Гармаш Л.И., Мамон В.П., Белан С.В. К расчету температуры самонагревания сырья в силосе ступенчатым пластовым очагом // Вестник Харьковского государственного политехнического университета. Сб. науч. тр. Вып. 58 – Харьков: ХГПУ, 1999. – С.54 – 57.

7 Ольшанский В.П. Эффект температурного последействия при пластовом самонагревании сырья. // Проблемы пожарной безопасности. Сб.научн.тр. ХИПБ. Вып. 7. – Харьков: ХИПБ, 2000. – С.147 – 151.