

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ И ГАЗИФИКАЦИИ

А. В. Михайлов, И.М. Лагун, Е.П. Поляков
mikh74@rambler.ru

Тульский государственный университет, г. Тула, Россия

Известно [1], что смесевые энергетические конденсированные материалы (СКМ), реализующие устойчивое воспламенение и самоподдерживающееся горение, находят широкое применение в качестве источников рабочего тела энергетических установок различного целевого назначения: твердотопливных ракетных двигателях, мощных лазерных установках, источниках низкотемпературной плазмы; устройствах пожаротушения, системах управления газопроводами, реанимации нефтяных скважин, системах безопасности и др.

В качестве основного окисляющего компонента в СКМ применяют кристаллический перхлорат аммония (ПХА, NH_4ClO_4), статистически распределенный в однородной полимерной массе горюче-связующего компонента (ГСК) [2]. Термическое разложение и газификация окислителя является первичной физической реакцией и сопровождается освобождением достаточного числа молекул кислорода и других окислительных соединений (NO_2 , HNO_2 и др.) [2,3], экзотермически взаимодействующих с углеводородными радикалами – продуктами термического разложения компонентов ГСК.

Термическое разложение и газификация монотоплива – чистого ПХА без введения ГСК, сопровождается эндотермическими полиморфным (кристаллической перестройкой, при 518-520 К) и фазовым (сублимация, при 720-723 К) переходами в пограничном слое [1], обладая низкой энергетической способностью по сравнению с характеристиками смесового СКМ. Так, в изобарических условиях (~10 МПа) установившаяся температура горения монотоплива ПХА составляет 1400 К, удельный импульс горения 157 с. При тех же условиях, изобарическое горение СКМ на основе ПХА характеризуется температурой 3200 К и удельным импульсом горения 263 с [1].

Характер и механизм термического разложения и газификации – переходной, предвоспламенительный процесс в пограничном слое монотоплива ПХА, существенно не отличается от особенностей физико-химического разложения двухосновных (баллиститных) газифицирующих твердых топлив (пироксилин) [2]. Следуя положениям гипотезы В.А. Струнина и Г.Б. Манелиса [4] о ведущей роли экзотермического разложения окислителя ПХА в конденсированной фазе, рассмотрим предвоспламенительный, физико-химический процесс в пограничном слое.

В таблице 1 приведены значения теплового эффекта горения окислителя ПХА $Q_s(T_s)$ [2,3] для выбранного ряда контрольных температур пограничного слоя T_s при термическом разложении и восстановленные значения удельной теплоемкости $c_s(T_s)$ [2].

Таблица 1

Значения теплового эффекта горения и удельной теплоемкости ПХА

$T_s, \text{ К}$	400	520	600	650	720	725	750
$Q_s(T_s) \times 10^3,$ Дж/кг	882	797	932	920	2452	892	882
$c_s(T_s),$ Дж/кг·К	1232	1335	1404	1447	1507	1512	1533

Задача исследований теплофизического и физико-химического состояния пограничного слоя ПХА, сводится к решению системы нелинейного неоднородного уравнения теплопроводности и уравнения химической кинетики:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_S}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(a_S(T_S) \cdot m_S \cdot \frac{\partial T_S}{\partial x} \right) = \frac{Q_S(T_S)}{c_S(T_S)} \cdot (1 - m_S) \cdot k(T_S), \\ \frac{dm_S}{dt} = -m_S \cdot k(T_S). \end{cases} \quad (1)$$

где $m_S \in [1;0)$ – концентрация твердой фазы, тогда $(1-m_S) \in [0;1)$ – концентрация образованной газовой фазы;

$k(T_S)$ – коэффициент скорости эффективной химической реакции, определяемый уравнением С.Аррениуса [5]:

$$k(T_S) = z \cdot T_S^n \cdot \exp\left(-\frac{E}{R \cdot T_S}\right), \quad n = 0,$$

где z, E – кинетические константы уравнения; n – порядок реакции.

В предлагаемой формализации уравнений системы (1), конвективные слагаемые тепло- и массоотвода учтены в формулировках активных граничных условий, переопределяемых на каждом шаге по времени.

Проанализируем систему уравнений (1) при крайних значениях концентрации твердой фазы $m_S \in [1;0)$.

При $m_S = 1$, из (1) имеем:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_S}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(a_S(T_S) \cdot \frac{\partial T_S}{\partial x} \right) = 0, \\ \frac{dm_S}{dt} = -k(T_S). \end{cases} \quad (2)$$

Согласно (2), первое уравнение системы (1) запишется в форме нелинейного, однородного уравнения 2-го порядка, параболического типа [6], а второе – в форме кинетического уравнения «выгорания» твердой фазы, достаточно известного из множества систем уравнений химической кинетики [7].

При $m_S \rightarrow 0$, из (1) следует:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_S}{\partial t} - u \cdot \frac{\partial T_S}{\partial x} \rightarrow \frac{Q_S(T_S)}{c_S(T_S)} \cdot k(T_S), \\ \frac{\partial m_S}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial m_S}{\partial x} \rightarrow 0. \end{cases} \quad (3)$$

Уравнения системы (3) записаны с учетом конвективных слагаемых тепло- и массоотвода. При этом, первое уравнение записано в форме линейного, неоднородного уравнения 1-го порядка, гиперболического типа [6], а второе уравнение – в форме линейного уравнения переноса гиперболического типа.

В связи с доказанным переменным каноническим типом уравнений системы (1),

разработка маршевой схемы аппроксимации, не представляется возможной. Если для начальных моментов времени, реализация абсолютно устойчивой схемы Дюфора-Франкеля) для уравнения теплопроводности, и будет давать сходящиеся результаты, то с увеличением значимости функции источника правой части, сначала теряется сходимость, а затем устойчивость решения.

В результате апробации других схем решения – явного метода 1-го порядка и неявного метода Кранка-Никольсона ситуация с потерей устойчивости повторилась, причем устойчивость метода 1-го порядка «не справилась» даже с нелинейным типом уравнения.

Для аппроксимации уравнения химической кинетики системы (1) использован метод Адамса-Башфорта. В данном случае, подробный учет эффекта «жесткости» [8] уравнения и применение матричных методов решения, например, метода К.В. Гири [7], не является целесообразным.

Для решения уравнения теплопроводности переменного, в ходе решения, канонического типа, обеспечения необходимых условий существования, сходимости и устойчивости аппроксимации применим неявный итерационный метод [8]. Запишем нелинейное уравнение теплопроводности в общем виде [9]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial x} \left(k(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) = f(T).$$

Для реализации алгоритма метода прогонки [8,9 и др.] проведем разложение функции в правой части уравнения теплопроводности в системе (1) в ряд Тейлора до производной четвертого порядка, аналогично приему линеаризации, используемого в итерационном методе Ньютона [8].

Для вычисления значений сеточной функции на следующем временном слое, запишем систему линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей вида:

$$\begin{aligned} & \frac{T_m^{i+1} - T_m^n}{\tau} - \frac{1}{h} \cdot \left(k_{m+1/2}^i \cdot \frac{T_{m+1}^{i+1} - T_m^{i+1}}{h} - k_{m-1/2}^i \cdot \frac{T_m^{i+1} - T_{m-1}^{i+1}}{h} \right) = \\ & = f(T_m^i) + \frac{\partial f(T_m^i)}{\partial T} \cdot (T_m^{i+1} - T_m^i) + \dots + \frac{1}{24} \cdot \frac{\partial^4 f(T_m^i)}{\partial T^4} \cdot (T_m^{i+1} - T_m^i)^4, \end{aligned} \quad (4)$$

где τ, h – шаг по времени и по координате соответственно; $k(T)$ – концентрация твердой фазы $m_S(T_S)$ с температуропроводностью $a_S(T_S)$:

$$k(T) = \frac{\lambda_S \cdot m_S(T)}{\rho_S \cdot c_S(T)},$$

Верхний индекс «i» – номер итерации, «n» – шаг по времени; нижний индекс «m» – шаг по координате. Значения k с дробным индексом:

$$k_{m+1/2} = \frac{1}{2} \cdot (k_{m+1} + k_m), \quad k_{m-1/2} = \frac{1}{2} \cdot (k_m + k_{m-1}).$$

В выражении (4), наибольшую трудоемкость представляет собой определение зависимости $m_S(T_S)$ и вычисление частных производных тепловой функции источника $f(T_S)$ от температуры. В результате исследований определено, что зависимость $m_S(T_S)$ представляет собой немонотонную, нисходящую кривую с тремя характерными точками изменения производной dm_S/dT_S , соответствующие значению температуры начала

газификации – при $m_s(T_s) < 1$ и значениям концентрации при температурах полиморфного и фазового перехода.

В таблице 2 приведены характерные значения температуры и концентраций для различной интенсивности конвективного теплового потока q . Здесь и далее, начальная температура ПХА составляет 300 К, коэффициент теплообмена $\alpha = 600 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$.

Таблица 2

Значения температур и критических концентраций для различной интенсивности теплового потока.

$q \times 10^6$, Вт/м ²	0,30	0,42	0,54	0,66	0,90	1,14
T_s при $m_s < 1$, К	365	370	372	375	382	385
$m_s(520 \text{ К})$ полиморф.	0,44	0,47	0,49	0,51	0,54	0,57
$m_s(720 \text{ К})$ фазовый	–	0,28	0,31	0,33	0,37	0,42

В результате проведенного анализа зависимостей $m_s(T_s)$ установлено, что они достаточно точно аппроксимируются степенными полиномами 6-го порядка с коэффициентом достоверности порядка 0,996. В таблице 3 приведены значения коэффициентов аппроксимации $m_s(T_s, q)$ для различной интенсивности конвективного теплового потока q .

Таблица 3.

Коэффициенты аппроксимаций $m_s(T_s, q)$ для различной интенсивности конвективного теплового потока q .

$q \times 10^6$, Вт/м ²	$a_1 \times 10^{-16}$, К ⁻⁶	$a_2 \times 10^{-12}$, К ⁻⁵	$a_3 \times 10^{-9}$, К ⁻⁴	$a_4 \times 10^{-7}$, К ⁻³	$a_5 \times 10^{-4}$, К ⁻²	$a_6 \times 10^{-3}$, К ⁻¹	$a_7 \times 10^0$, К ⁰
0,3	100,0	-30,0	40,0	-200,0	88,0	-1613	120,35
0,42	40,0	-10,0	10,0	-90,0	33,0	-589,9	42,96
0,54	20,0	-5,0	7,0	-40,0	15,0	-257,5	17,90
0,66	10,0	-5,0	6,0	-40,0	14,0	-250,0	17,88
0,9	6,0	-2,0	3,0	-20,0	6,0	-78,4	4,14
1,14	3,0	-1,0	1,0	-7,0	1,0	4,3	-2,62

Очевидно, что распределения значений каждого j -го коэффициента аппроксимации $a_j(q)$, в свою очередь, также могут быть обработаны методом наименьших квадратов с аргументом интенсивности теплового потока. Таким образом, для правой части нелинейного уравнения теплопроводности системы (1) запишем:

$$f(T) = \frac{a + b \cdot T}{c + d \cdot (T + 300)} \cdot \left[1 - (a_1 + a_2 \cdot T + a_3 \cdot T^2 + \dots + a_7 \cdot T^6) \right] \cdot k(T), \quad (5)$$

где a, b – расчетные коэффициенты аппроксимации отрезка кусочно-линейной функции теплового эффекта горения монотоплива (см. табл. 1);

c, d – эмпирические коэффициенты зависимости удельной теплоемкости от температуры $c_s(T_s)$ конденсированной фазы ПХА, заимствованные в диссертационной работе С.А. Рашковского [2];

a_j – расчетные коэффициенты аппроксимации функции остаточной концентрации ПХА от температуры $m_s(T_s)$ при заданной интенсивности внешнего теплового потока (см. табл. 3).

Кроме значений самой функции $f(T_s)$ на каждом шаге по времени, необходимо вычислять значения частных производных, входящих в итерлируемые слагаемые ряда разложения правой части (4).

Приведем значения данной функции и частных производных в точках температурной оси в окрестности полиморфного и фазового перехода, при интенсивности внешнего теплового потока $q = 1,14 \text{ МВт/м}^2$ (таблица 4).

Таблица 4.

Значения функции-источника и частных производных в окрестности температуры полиморфного и фазового перехода при $q = 1,14 \text{ МВт/м}^2$

Переход	– полиморфный		– фазовый	
	520	600	720	725
$T_s, \text{ К}$				
$f(T_s), \text{ К/с}$	$1,62 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$	$5,76 \cdot 10^7$	$3,07 \cdot 10^7$
$\partial f / \partial T_s, \text{ с}^{-1}$	$7,93 \cdot 10^5$	$1,88 \cdot 10^7$	$-4,33 \cdot 10^6$	$-6,52 \cdot 10^6$
$\partial^2 f / \partial T_s^2, \text{ с}^{-2}$	$3,59 \cdot 10^4$	$6,53 \cdot 10^5$	$-3,83 \cdot 10^5$	$-4,94 \cdot 10^5$
$\partial^3 f / \partial T_s^3, \text{ с}^{-3}$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,06 \cdot 10^4$	$-2 \cdot 10^4$	$-2,46 \cdot 10^4$
$\partial^4 f / \partial T_s^4, \text{ с}^{-4}$	$0,59 \cdot 10^2$	$5,82 \cdot 10^2$	$-0,82 \cdot 10^3$	$-0,92 \cdot 10^3$
$\tau, \text{ с}$	$1,261 \cdot 10^{-6}$	$5,392 \cdot 10^{-8}$	$2,309 \cdot 10^{-7}$	$1,534 \cdot 10^{-7}$

При этом, критическое значение шага интегрирования определяется условием неравенства обратной величины первой производной [10]:

$$\tau \leq \left| \frac{\partial f(T_s)}{\partial T_s} \right|_n^{-1} \quad (6)$$

которое на 3-4 порядка ниже критических значений метода Адамса-Башфорта и известного итерационного критерия Р. Куранта [8-10], справедливого для решений однородных уравнений.

Критическим значением шага интегрирования по времени (6) в окрестности точки полиморфного перехода, является выбранная величина с ограничением $\tau \leq 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, а для окрестности точки фазового перехода – $\tau \leq 2,31 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Таким образом показано, что решение системы неоднородных уравнений теплопроводности и химической кинетики (1) – численное исследование процессов теплопроводности, термического разложения и газификации монотоплива, должно проводится с ужесточением (текущим уменьшением) шага интегрирования по времени.

Известно [11,12], что процессы теплопроводности, термического разложения и газификации конденсированных энергетических материалов, к которым относится и исследуемый перхлорат аммония, в преактивационный (предвоспламенительный) период, сопровождаются переходными явлениями и нестационарными режимами.

Для ПХА и СКМ на его основе, переходными режимами нестационарного горения являются активация и первичное воспламенение; срыв пламени и частичное гашение; повторная активация и вторичное воспламенение. Подробное описание сценариев переходных процессов воспламенения и горения СКМ на основе ПХА представлено в работе Р.Ф. Чейкена и В.Х. Андерсена [13].

Из проводимого авторами анализа данных переходных явлений [11,14] – исследований слагаемых диффузионного и конвективного переноса в уравнении теплопроводности с источником; анализа режимов повторной активации и вторичного воспламенения при внезапном охлаждении пограничного слоя и др. установлено, что основными причинами генерации и проявления переходных процессов теплопроводности является изменение модуля и направлений диффузионных тепловых потоков в твердой фазе:

$$D(T_S) = \frac{\partial}{\partial x} \left(a_S(T_S) \cdot m_S(T_S) \cdot \frac{\partial T_S}{\partial x} \right). \quad (7)$$

Определено, что причиной повторной активации и вторичного воспламенения, является внутренней тепловой поток, аккумулируемый в твердой фазе в период предвоспламенительного прогресса [15]:

$$q_F(T_S, t) = \Delta T_S(t) \cdot b = \Delta T_S(t) \cdot \sqrt{\frac{\lambda_S \cdot \rho_S \cdot c_S(T_S)}{\pi \cdot t}}, \quad (8)$$

где b – коэффициент теплоусвоения – расход тепла за единицу времени для единичной площади поверхности, направленный в сторону «частично охлажденного» пограничного слоя.

Сравнительный анализ коэффициента b для различных рецептов энергетических материалов показал, что если для пироксилина + 1% С [16], $b = 290,7$ Вт/м²·град., для пороха Н [17], $b = 418,1$ Вт/м²·град., для лабораторного гексогена [18,19], $b = 284,1$ Вт/м²·град., то для конденсированного ПХА [1-4], $b = 443,2$ Вт/м²·град. Таким образом, переходной процесс срыва пламени, снижение температуры пограничного слоя ПХА, могут быть компенсированы восстановительным тепловым потоком $q_F(T_S, t)$.

Согласно теории [20], зануление диффузионного слагаемого соответствует переходному условию теплового самоускорению реакции:

$$\frac{\partial T_S}{\partial t} = \frac{Q_S(T_S)}{c_S(T_S)} \cdot (1 - m_S) \cdot k(T_S), \quad m_S > 0. \quad (9)$$

Изменение знака диффузионного потока $D(T_S) < 0$ создает условие, при котором данное, дивергентное (рассеивающее) слагаемое становится дополнительным источником:

$$\frac{\partial T_S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(a_S(T_S) \cdot m_S \cdot \frac{\partial T_S}{\partial x} \right) = \frac{Q_S(T_S)}{c_S(T_S)} \cdot (1 - m_S) \cdot k(T_S). \quad (10)$$

Учитывая низкую температуропроводность ПХА ($\sim 10^{-8}$ м²/с, см. табл. 2), справедливо предполагать малую толщину слоя конденсированной фазы, первично вступающую в реакцию с формированием очага теплового самоускорения – уравнение (9). Если (9) – точка времени первичного самоускорения реакции, то (10) – уравнение первичного горения тонкого слоя, вступившего в реакцию и имеющего достаточную температуру и химическую активность.

В течении конечного времени интенсивного, неупорядоченного горения – без формирования фронта, в слоях конденсированной фазы, расположенных ниже по потоку

реагирующих, также протекает физико-химическая эндотермическая реакция, с подведением энергии и внутреннего теплового потока (8) с полиморфной перекристаллизацией.

При полном выгорании первично реагирующих слоев происходит срыв горения, скачкообразное восстановление диффузионного потока $D(T_S) > 0$ в перекристаллизованной твердой фазе, повторный прогрев внутренним тепловым потоком $q_F(T_S, t)$ (8) и вторичная активация, завершающаяся критическим:

$$\frac{\partial T_S}{\partial t} \rightarrow \frac{Q_S(T_S)}{c_S(T_S)} \cdot k(T_S), \quad m_S \rightarrow 0. \quad (11)$$

Дальнейшее возникновение и развитие области горения происходит в полиморфно упорядоченной среде – с формированием и плоско-параллельным перемещением фронта. При этом, проявление низкочастотного колебательного горения возможно из-за недостатка подводимой энергии.

Конечно-разностная аппроксимация (7) запишется в явной форме:

$$D_m^n = \frac{1}{h} \cdot \left(k_{m+1/2}^n \cdot \frac{T_{m+1}^n - T_m^n}{h} - k_{m-1/2}^n \cdot \frac{T_m^n - T_{m-1}^n}{h} \right), \quad (11)$$

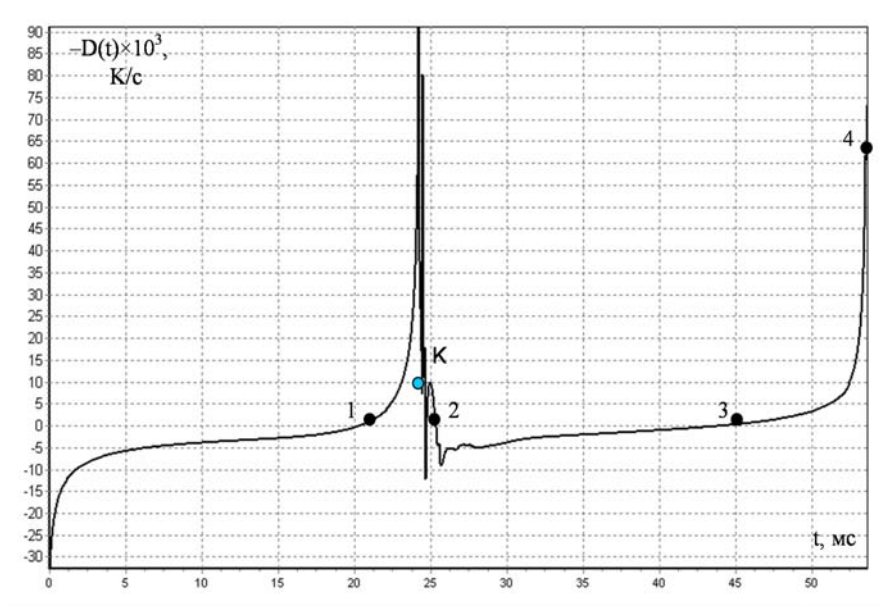
$$k_{m\pm 1/2}^n = \frac{1}{2} \cdot \left[(a \cdot m)_{m\pm 1}^n + (a \cdot m)_m^n \right]$$

Дополнительно с конечно-разностной аппроксимацией (11), проводятся вычисления интеграла внутренней энергии $U(T)$:

$$U(T) = \int_{t_1}^{t_2} C_p(T) \cdot D(t) dt, \quad D(t) < 0, \quad (12)$$

где $C_p(T)$ – мольная теплоемкость газообразных компонентов разложения.

На рис. 2, а,б приведены графические зависимости изменения диффузионных тепловых потоков $-D(t)$ для периодов времени процессов термического разложения ПХА



а)

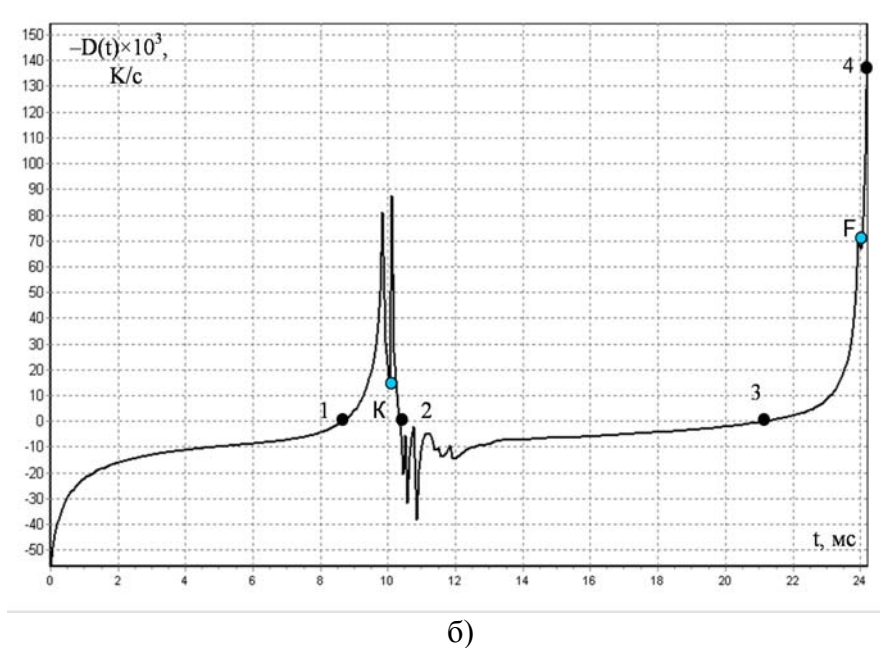


Рис. 1. Графические зависимости изменения диффузионного теплового потока в пограничном слое ПХА во времени переходного процесса:
а) $q = 0,66 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ б) $q = 1,14 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$..

На графиках (рис.2), черными точками и цифрами отмечены положения начала (1,3) и окончания (2,4) режимов первичного ускорения экзотермической реакции и повторной активации; светлыми точками и буквами «К» и «F» – положения полиморфных и фазовых переходов. Если представить всплеск отрицательной диффузии в виде некоторой W-образности, то положение средней вершины и будет соответствовать полиморфному переходу.

В таблице 5 представлены значения временной продолжительности первичного воспламенения δt_{21} , периода времени повторной активации δt_{32} и значения интегралов внутренней энергии первичного $U_1(T)$ и вторичного $U_2(T)$ воспламенения при различной интенсивности потоков q .

Таблица 5

$q \times 10^6, \text{ Вт/м}^2$	$\delta t_{21} \times 10^{-3}, \text{ с}$	$\delta t_{32} \times 10^{-3}, \text{ с}$	$-U_1 \times 10^3$ Дж/моль	$-U_2 \times 10^3$ Дж/моль
0,3	31	75	2,85	$2,15 \cdot 10^3$
0,42	13	29	2,9	2,2
0,54	7	21	2,4	2,8
0,66	5	18	2,3	2,6
0,9	2,5	14	1,8	2,5
1,14	2	10,5	1,5	2,8

Таким образом, на основе разработанной математической модели проведены исследования и анализ переходных процессов теплопроводности, протекающих в период термического разложения и газификации кристаллического окислителя – перхлората аммония (ПХА).

На рисунках 3,4 представлены графические изменения δt_{21} , δt_{32} от интенсивности внешнего теплового потока q (рис. 3) и изменения интегралов внутренней энергии первичного $U_1(T,q)$ и повторного $U_2(T,q)$ воспламенения (рис. 4).

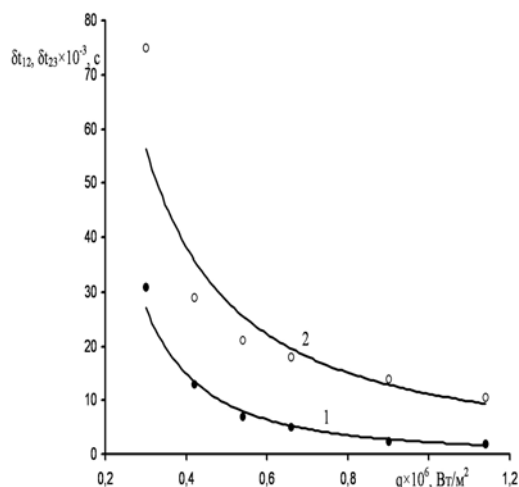


Рис. 3.

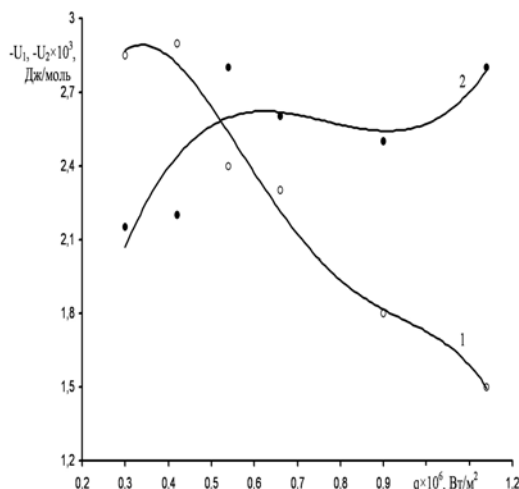


Рис. 4.

Из анализа приведенных графических зависимостей следует, что с увеличением интенсивности внешнего теплового потока q , временные продолжительности первичного воспламенения $\delta t_{21}(q)$ и периода повторной активации $\delta t_{32}(q)$ монотонно уменьшаются (рис. 3), что связано с увеличением теплового насыщения пограничного слоя монотоплива. При этом, кривые интегралов внутренней энергии (рис. 4) имеют более сложный характер. При малых значениях q , интеграл внутренней энергии $U_1(T,q)$ превышает значение $U_2(T,q)$, что соответствует условиям неустойчивого воспламенения. С увеличением q , обе кривые имеют локальный максимум и точку пересечения, что соответствует увеличению интеграла $U_2(T,q)$ и повышению стабильности повторного воспламенения.

Таким образом, на основе теории неоднородной теплопроводности химически активного перхлората аммония с полиморфным и фазовым переходом, сформулирована и теоретически проанализирована гипотеза о развитии переходных теплофизических и кинетических условий воспламенения, согласно которой физический полиморфный переход протекает в удаленных слоях от области первичного воспламенения и горения, характеризуемой отрицательной диффузией. При полном выгорании данной области, характеризуемой скачкообразным потоком избыточной диффузионно-кинетической энергии, в реакцию вступают полиморфно измененные слои.

Литература

1. Попок В.Н., Попок Н.И., Савельева Л.А. и др. Влияние ультрадисперсных порошков на горение конденсированных систем на основе перхлората аммония // Ползуновский вестник. 2003. № 7. С. 91-97
2. Рашковский С.А. Статистическое моделирование процессов горения гетерогенных конденсированных систем. / Дисс. на соиск. уч. степ. д. физ.-мат. наук. М.: ИПМех РАН, 2004. – 428 с.
3. Кубота Н. Ракетные топлива и взрывчатые вещества (перевод отдельных глав на правах рукописи). / Перевод с англ. д.т.н. Г.В. Куценко. Пермь: ФГУП «НИИ полимерных материалов», 2003. – 167 с.
4. Струнин В.А., Манелис Г.В. Механизм горения смесевых твердых топлив. // Физика

горения и взрыва . 1968. Т. 4. № 4. С. 584-590.

5. Штиллер В. Уравнение Аррениуса и неравновесная кинетика. Перевод с англ. к.ф.-м.н. А.В. Хачояна. М.: Мир, 2000. – 126 с. (Wolfgang Stiller. Arrhenius Equation and Non-Equilibrium Kinetics. / BSB V. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig. 1989).

6. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. – 370 с.

7. Чесноков С.А. Моделирование высокотемпературных реакций горения. Тула: Изд-во ТулГУ, 2002. – 138 с.

8. Самарский А.А. Введение в численные методы. М.: «Наука», 1982. – 382 с.

9. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование: идеи, методы, примеры. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 320 с.

10. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. Перевод с англ. Г.В. Переверзева. М.: Мир, 1975. – 344 с.

11. Михайлов А.В. Моделирование воспламенения твердого топлива при конвективной газификации и излучении пограничного слоя. / В сб.: «Горение и взрыв», вып. 4. М.: Торус-пресс, 2011. С. 242-248.

12. Зельдович Я.Б., Лейпунский О.И., Либрович В.Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975. – 55 с.

13. Чейкен Р.Ф., Андерсен В.Х. Роль связи при горении смесевых топлив. В сб.: Исследование двигателей на твердом топливе. Под ред. М.Саммерфилда. / Перевод с англ. Е.П. Голубкова, О.С. Титкова, В.К. Шевалева. М.: ИИЛ, 1963. – С. 160-171. (Solid Propellant Rocket Research. / Edited by Martin Summerfield. / Princeton University, New Jersey. Academic Press. New York. London, 1960).

14. Михайлов А.В. Моделирование и анализ дифференциальных операторов уравнения переноса тепловой энергии в пограничном слое твердого топлива при воспламенении. / В сб.: «Современные проблемы химической и радиационной физики». / Москва, Черноголовка: ОИХФ РАН, 2009.– С. 262-267.

15. Шорин С.Н. Теплопередача. М.: Высшая школа, 1964. С. 231.

16. Гольдшлегер У.И., Барзыкин В.В., Ивлева Т.П. Зажигание конденсированных ВВ накалиной сферической частицей. // ФГВ, 1973, т.4, № 5. С. 733-740.

17. Марченко В.В., Романов О.Я., Шелухин Г.Г. О зажигании и начальном периоде горения баллистического пороха в канале. // ФГВ, 1975, т.11, № 4. С. 519-530.

18. Андреев К.К. Термическое разложение и горение ВВ. М.: Наука, 1966 – 212 с.

19. Амосов А.П., Бостанджиян С.А., Володин В.П. и др. Воспламенение твердых ВВ под действием тепловыделений на пятнах фактического касания при сухом трении. // ФГВ, 1978, т.14, №5. С.114-120.

20. Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряженные и нестационарные задачи теории тепло- и массообмена реагирующих сред. Новосибирск: Наука СО АН СССР, 1984. С. 238.