

УДК 536.46

**О МЕХАНИЗМЕ И ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ЗАЖИГАНИЯ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ДИСПЕРСНЫМ ПОТОКОМ**

У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов
(Москва)

В работах по зажиганию конденсированных систем обычно основное внимание уделяется исследованию и количественному описанию совокупности физико-химических процессов, протекающих вблизи поверхности вещества при быстром нагреве. Такой подход привел к разработке трех моделей, отличающихся природой процесса зажигания (модели твердофазного, газофазного и гетерогенного зажигания) [1]. Фактически эти модели рассматривают внутренние задачи, акцентирующие внимание на интимном механизме зажигания. Естественно, что при этом внешняя сторона процесса — формы взаимодействия между веществом и источником энергии, определяющие нагрев вещества, — представлена в самом простом виде. Наибольшее распространение при исследованиях получили способы зажигания потоком лучистой энергии постоянной интенсивности и потоком горячего газа с постоянными параметрами (температура, давление, скорость потока). Очевидно, что эти способы не охватывают всего многообразия нагрева при зажигании.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса воспламенения конденсированных веществ при сложных условиях теплообмена — зажиганию дисперсным потоком (газ — твердые частицы). В развитие результатов, полученных в [2, 3], приведены новые экспериментальные данные и проведена количественная обработка установленных закономерностей на основе наиболее простой в физико-химическом отношении модели твердофазного зажигания [4, 5].

Методика эксперимента

Исследования особенностей зажигания конденсированных веществ дисперсным потоком проводились на установке¹ (рис. 1), позволяющей вести эксперимент в простых, четко фиксированных и хорошо воспроизводимых теплофизических и газодинамических условиях.

Величины, характеризующие процесс, изменялись в следующих пределах: температура потока $T_0 = 250 \div 650$ С; скорость газа $u = 1 \div 12$ м/сек; объемная концентрация частиц в потоке $\beta = (0,5 \div 6) \times 10^{-3}$ м³/м³; время задержки зажигания $t_3 = 0,5 \div 60$ сек. В качестве твер-

¹ На данной установке проводились также опыты по зажиганию в чисто газовом потоке.

дого компонента потока использовались частицы из алюмосиликата (температура плавления более 1000°C) сферической формы (средний диаметр частиц $d=60, 130, 235, 380 \text{ мк}$).

В качестве объектов исследования были использованы нитроклетчатка (пироксилин № 1), поливинилнитрат, системы перхлорат аммония — битум (ПХА — БМ), перхлорат аммония — полиэтилен (ПХА —

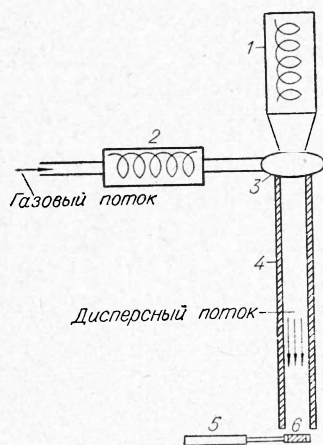


Рис. 1. Схема установки.

1 — бункер с нагревателем; 2 — печь; 3 — коллектор; 4 — рабочий канал с тепловым экраном; 5 — механизм ввода; 6 — образец.

ПЭ). Образцы исследуемых веществ изготавливались в виде цилиндрических таблеток и при помощи специального пружинного устройства вводились в рабочий канал на участке тепловой и гидродинамической стабилизации перпендикулярно набегающему потоку (поперечное обтекание). Время ввода образца в поток менее $0,1 \text{ сек}$. На поверхности образца ацетоном приклеивалась медь-константановая термопара, прокатанная до толщины $\sim 10 \text{ мк}$. Оцененная погрешность измерения температуры такой термопарой менее 3% во всем диапазоне изменения параметров. Изменение во времени температуры на лобовой образующей цилиндра регистрируется с помощью шлейфового осциллографа Н-105.

Время, соответствующее моменту зажигания, определялось при помощи секундомера визуально по появлению пламени. Такой метод измерения t_3 применялся в случае больших времен. В случае малых времен t_3 определялось по показаниям термопары, измеряющей

температуру поверхности, — моменту зажигания соответствует срыв кривой температура — время. Следует отметить, что в исследуемом интервале времен различие во временах зажигания, определенных при помощи киносъемки (появление пламени) и термопарных измерений (срыв кривой температура — время), составляет не более 4% . Воспроизводимость результатов хорошая. Каждой точке графиков и таблиц соответствуют средние значения экспериментально определенных t_3 из 3—5 одинаковых опытов. Наибольшие отклонения от среднего значения не превышают 10% .

Закономерности и механизм протекания процесса

В результате экспериментов обнаружено существенное влияние основных параметров дисперсного потока на процесс зажигания. На рис. 2 представлены зависимости времени задержки зажигания от концентрации и диаметра частиц при постоянстве T_0 , T_n и u . Из рисунка видно, что увеличение концентрации и уменьшение диаметра частиц приводит к значительному уменьшению времени задержки по сравнению с чисто газовым потоком. Максимальное уменьшение t_3 в исследуемом диапазоне параметров имеет следующие значения: нитроклетчатка — в 15 раз, поливинилнитрат — в 10 раз, система ПХА — ПЭ — в 9 раз, система ПХА — БМ — в 5 раз. Следует отметить резкий срыв зависимости t_3 (β) на крупных частицах в опытах с нитроклетчаткой.

Было обнаружено, что при зажигании дисперсным потоком в отличие от газового важную роль играет состояние поверхности вещества в индукционный период. Специально поставленные эксперименты показали, что исследуемые вещества при нагреве размягчаются с образова-

нием жидкой псверхностной пленки (нитроклетчатка при температурах 165—178° С, поливинилнитрат — 48—65° С, система ПХА—БМ—80—85° С, система ПХА—ПЭ—185—200° С). При этом геометрическая форма и размеры образца к моменту воспламенения практически не изменяются. По достижении температуры размягчения частицы начинают внедряться в поверхностный слой. Внедрение частиц было установлено путем микроскопических исследований образцов, удаленных из потока в различные моменты индукционного периода. На рис. 3 представлена фотография поверхности образца с внедрившимися частицами (фотография получена при 56-кратном увеличении под микроскопом).

Анализ экспериментальных результатов привел к следующим представлениям о механизме зажигания конденсированных веществ дисперсным потоком.

Если поверхность вещества твердая (вещество не размягчается в индукционный период), то интенсификация теплообмена, а соответственно и процесса зажигания осуществляется за счет турбулизации пограничного слоя, увеличения радиационной (лучистой) составляющей потока, а также в результате непосредственного контакта частиц с по-

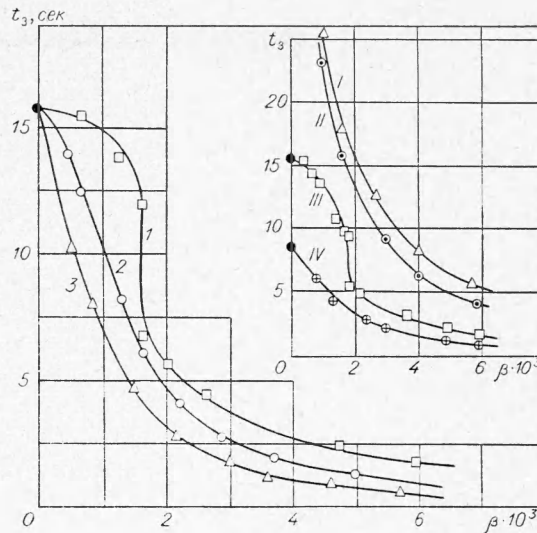


Рис. 2. Зависимость t_3 от β и d . Точки соответствуют зажиганию чисто газовым потоком, $u = 2$ м/сек.

d , мк; 1 — 380; 2 — 130; 3 — 60 (нитроклетчатка, $T_0 = 140^\circ \text{C}$, $T_{\text{н}} = 20^\circ \text{C}$).

Исследуемые вещества ($T_{\text{н}} = 20^\circ \text{C}$, $d = 235$ мк): I — ПХА—БМ, $T_0 = 500^\circ \text{C}$; II — ПХА—ПЭ, $T_0 = 530^\circ \text{C}$; III — нитроклетчатка, $T_0 = 400^\circ \text{C}$; IV — поливинилнитрат, $T_0 = 400^\circ \text{C}$.

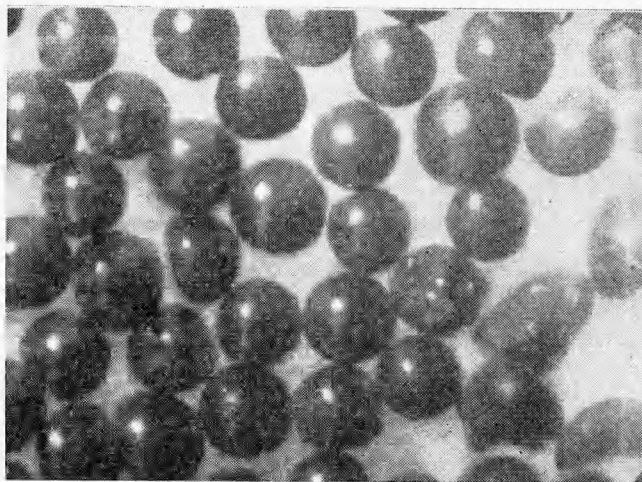


Рис. 3. Фотография частиц, внедрившихся в поверхность, $d = 235$ мк.

верхностью нагрева. Все эти факторы могут быть учтены обычными теплофизическими методами и обобщены в виде критериальной зависимости [6]:

$$\frac{\alpha_d}{\alpha_r} - 1 = 3,6\beta^{1,38} (D/d)^{0,8} (T_0/T_n)^{3,8}, \quad (1)$$

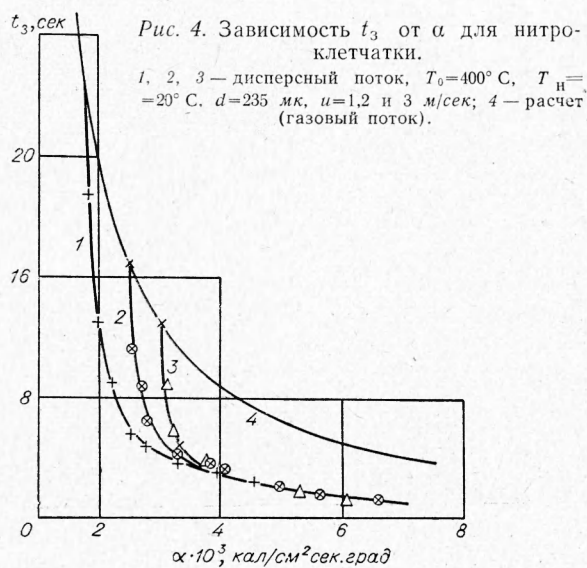
где α_d и $\alpha_r = 1,14 \cdot \lambda \cdot \left(\frac{\dot{u}}{D \nu}\right)^{0,5} \left(\frac{\nu}{a}\right)^{0,37}$ [7] — соответственно эффективные коэффициенты теплоотдачи на лобовой образующей цилиндра при обтекании его дисперсным и чисто газовым потоком; D — диаметр образца; T_n — начальная температура; ν , α , λ — кинематическая вязкость, температуропроводность и теплопроводность газа.

Экспериментально такой случай (неразмягчающейся поверхности) осуществлялся для нитроклетчатки и поливинилнитрата путем бронирования поверхности образцов тонкой металлической фольгой ~ 10 мк. При обработке экспериментальных данных по зажиганию дисперсным потоком в координатах $t_3(\alpha)$ полученные результаты, а также результаты опытов по зажиганию в чисто газовом потоке и расчеты по формулам тепловой теории зажигания [5] для случая ньютоновского теплообмена дают хорошее совпадение — в пределах 10% (рис. 4).

Таким образом, если во время индукционного периода не происходит внедрения частиц, то процесс зажигания описывается хорошо известным способом через коэффициент теплообмена.

Если поверхность вещества размягчается, то рассмотренный выше механизм передачи тепла становится неполным и расчеты, проведенные с использованием коэффициента теплообмена, определенного по формуле (1), дают существенное (в несколько раз) расхождение с экспериментом (см. рис. 4).

В этом случае для расчета процесса зажигания необходимо учитывать новый фактор — внедрение частиц в поверхность вещества и связанное с ним изменение механизма теплопередачи. Действительно, если рассмотреть кривые температура поверхности — время (рис. 5) при



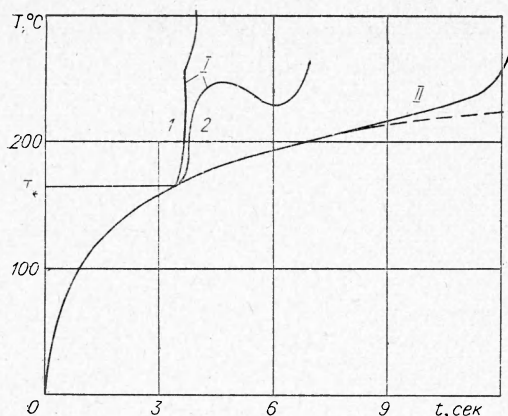


Рис. 5. Зависимость температуры поверхности вещества во времени для нитроцеллючатки (эксперимент).

1 — $d=380$ мк; 2 — $d=60$ мк, $T_0=400^\circ\text{C}$, $T_H = 20^\circ\text{C}$; $\alpha=3 \cdot 10^{-3}$ кал/см² · сек · град.
I — дисперсный поток; II — газовый поток.

одинаковом коэффициенте теплообмена для чисто газового и дисперсного потоков, то оказывается, что до температуры размягчения (T^*) они совпадают, а по достижении T_* кривая для случая дисперсного потока резко уходит вверх, что говорит о смене механизма теплообмена и соответственно о дополнительном количестве тепла, получаемом образцом.

Приближенный теоретический подход к описанию процесса

Сформулированные представления о механизме зажигания дисперсным потоком дают возможность построить следующую приближенную модель процесса.

До температуры размягчения прогрев идет за счет конвективного потока с соответствующим коэффициентом теплообмена. По достижении на поверхности мгновенно появляется тонкая оболочка, температура которой равна температуре потока, а толщина — размеру частиц. При этом конвективный поток на внешней границе остается тем же, что был до размягчения, но действует на вещество через оболочку. Теплофизические свойства оболочки соответствуют материалу частиц.

Основные допущения данной модели:

- внедренные частицы расположены в один слой;
- концентрация частиц в потоке не влияет на эффект внедрения;
- время заполнения поверхности частицами значительно меньше как общего времени зажигания, так и времени задержки очагового зажигания одной частицей.

Высказанное предположение о толщине оболочки, равной d , подтверждается микроскопическими исследованиями, показавшими, что внедрившиеся в поверхность частицы расположены в один слой (см. рис. 3).

Данная упрощенная модель не учитывает влияния концентрации на эффект внедрения. Однако, как показали специальные эксперимен-

ты, в которых менялась концентрация при постоянстве всех других параметров, существует значительная ($\beta > 2 \cdot 10^{-3}$) область, в которой t_2 практически не зависит от концентрации частиц в потоке (рис. 6).

Допущение, что оболочка появляется «мгновенно», можно подтвердить приближенным расчетом времени заполнения поверхности частицами. Действительно, время заполнения ($< 0,05$ сек при $\beta > 2 \cdot 10^{-3}$)

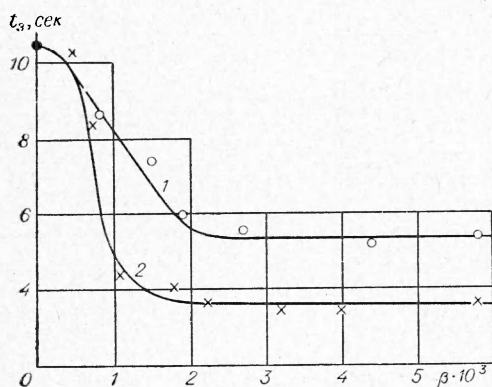


Рис. 6. Зависимость t_3 от β .

1 — $d=60$ мк; 2 — $d=235$ мк, нитроклетчатка, $T_0=400^\circ\text{C}$, $T_{\text{н}}=20^\circ\text{C}$, $\alpha=3,3 \cdot 10^{-3}$ кал/см² · сек · град.

значительно меньше t_3 . Следует отметить, что, вероятно, могут существовать такие режимы (например, очаговое воспламенение), при которых это допущение является нестрогим. В этом случае расчет по модели с «мгновенно» появляющейся оболочкой может привести к существенным расхождениям при сравнении с экспериментальными данными. На возможность существования очаговых режимов указывают опыты по зажиганию нитроклетчатки. При визуальных наблюдениях и киносъемке процесса воспламенения наблюдались отдельные вспышки, возникавшие одновременно в различных местах на лобовой поверхности образца. Время появления вспышек достаточ-

но хорошо совпадало с t_3 , определенном при помощи термпарных измерений. При этом на лобовой поверхности образца имело место послышное горение, т. е. частицы, внедрившиеся в поверхность, приводят к локальному воспламенению, а затем пламя распространяется по поверхности и происходит выгорание тонкого слоя вещества, далее идет прогрев уже выгоревшего частично образца, и через какой-то промежуток времени опять происходит очаговое воспламенение и т. д. Данное явление было замечено в опытах с крупными частицами ($d=235, 380$ мк). В случае воспламенения чисто газовым потоком и дисперсным потоком при отсутствии очагов послышного выгорания вещества не наблюдается, а имеет место воспламенение образца по всей лобовой поверхности одновременно. Время сгорания образца в этом случае значительно меньше времени сгорания при очаговом воспламенении. В опытах с другими веществами, а также при воспламенении нитроклетчатки дисперсным потоком с частицами $d=60, 130$ мк. в исследуемом диапазоне изменения параметров очаговое зажигание не было замечено.

Таким образом, можно сделать вывод, что принятая приближенная модель процесса является неполной, и ее, вероятно, следовало бы дополнить рассмотрением другой модели, предполагающей развитие процесса по очаговому режиму. Данный вопрос представляет интерес для дальнейшего исследования и, вероятно, способствовал бы построению более общей теоретической модели явления.

Математическое описание изложенной выше приближенной модели в предположениях тепловой теории зажигания [4] выглядит следующим образом.

До момента достижения на поверхности температуры размягчения решается уравнение с источником (для реакции нулевого порядка) с начальными и граничными условиями:

$$\begin{cases}
c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{n}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Qk_0 \exp(-E/RT) & t < t_*, \\
T(x, 0) = T_n; \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \alpha(T - T_0) \Big|_{r,t} = 0; \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{0,t} = 0 & 0 \leq x \leq r.
\end{cases} \quad (2)$$

С момента $t = t_*$ (соответствует достижению T_*) решается сопряженная задача, где для вещества записывается уравнение теплопроводности с источником, а для оболочки — без источника, с соответствующими граничными и начальными условиями и условиями шивки:

$$\begin{cases}
c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{n}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Qk_0 \exp(-E/RT); 0 \leq x \leq r \\
c_d \rho_r \frac{\partial T_d}{\partial t} = \lambda_d \left(\frac{\partial^2 T_d}{\partial x^2} + \frac{r}{x} \frac{\partial T_d}{\partial x} \right) r \leq x \leq (r + d) \\
T_d(x, t_*) = T_0; \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} + \alpha(T_d - T_0) \Big|_{(r+d),t} = 0 \\
\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{r,t} = \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial x} \Big|_{r,t}; T(r, t) = T_d(r, t)
\end{cases} \quad t > t_*, \quad (3)$$

где c — теплоемкость; ρ — плотность; Q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспонент; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; r — радиус цилиндра; x — координата; t — время; индекс «д» относится к оболочке.

В этом случае начальным распределением температур в веществе для сопряженной задачи является распределение температур, полученное из решения (2), в момент t_* .

Решение системы уравнений (2), (3) проводилось численно на ЭВМ. В результате решения находилось нестационарное распределение температур как функции основных параметров системы $T = T(x, t, d, T_0, T_*, \alpha)$ при постоянстве теплофизических и кинетических констант. Следует отметить, что, задавая T_* достаточно большой (больше температуры, соответствующей температуре воспламенения T_3), из (2) получаем решение для случая зажигания конвективным потоком. Определим время задержки зажигания в модели с оболочкой (зажигание дисперсным потоком) как t_3^d , а в случае зажигания чисто газовым потоком — как t_3^r . Температура размягчения для удобства расчетов при численном счете на ЭВМ выбрана постоянной — для нитроклетчатки 170°C , поливинилнитрата 55°C , системы ПХА—ПЭ 190°C . В расчетах использовались следующие теплофизические и кинетические параметры.

Нитроклетчатка [8]: $\lambda = 3 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}$; $c = 0,31 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$; $E = 48\,500 \text{ кал/моль}$; $Qk_0 = 6,35 \cdot 10^{21} \text{ кал/см}^3\cdot\text{сек}$.

Поливинилнитрат [8, 9]: $\lambda = 3,65 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}$; $c = 0,29 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$; $E = 34\,000 \text{ кал/моль}$; $Qk_0 = 8 \cdot 10^{17} \text{ кал/см}^3\cdot\text{сек}$.

Система ПХА—ПЭ: $\lambda = 1,02 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}$; $c = 0,355 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$; $E = 56\,000 \text{ кал/моль}$; $Qk_0 = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ кал/см}^3\cdot\text{сек}$ (определено по методам [10, 11]).

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

На рис. 7 приведены расчетные кривые зависимости температуры во времени для различных толщин оболочки при постоянстве α , T_0 , T_n . Как следует из приведенных кривых, в зависимости от толщины оболочки можно качественно выделить два предельных режима.

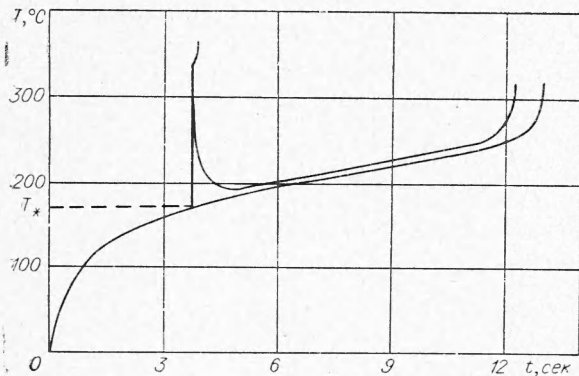


Рис. 7. Расчетная зависимость температуры поверхности вещества во времени, нитроцеллюлоза, $T_0 = 400^\circ \text{C}$, $T_* = 170^\circ \text{C}$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$.

выделения за счет химической реакции в веществе. Процесс в этом случае протекает достаточно быстро (в интервале $(t_3 - t)$), и время задержки воспламенения определяется в основном временем достижения на поверхности T_* . Следует отметить, что при очень больших толщинах оболочки влиянием внешнего конвективного теплового потока в интервале времени $(t_3 - t_*)$ можно пренебречь.

2. При малых толщинах оболочки, что соответствует малому запасу тепла, температура на поверхности мгновенно поднимается до T_k , а затем быстро падает и стремится к значениям температур, соответствующим нагреву только конвективным потоком. В этом режиме интенсификация процесса воспламенения незначительна и t_3 для дисперсного и газового потоков близки.

Сравнение теоретических и экспериментально полученных временных зависимостей температуры поверхности (см. рис. 5, 7) указывает на хорошее качественное совпадение. Некоторое различие в поведении хода кривых при температурах, близких к T_* , и количественное различие в значениях T_k , вероятно, связано с высказанным выше предположением о недостаточной строгости модели, а также с инерционностью термопары и регистрирующего устройства.

На рис. 8 представлена зависимость $t_3(d)$. Из рисунка видно, что в зависимости от толщины оболочки можно выделить две предельные области по t_3 . Действительно, время задержки воспламенения при малых толщинах оболочки близко к t_3^r , а при больших — времени достижения на поверхности вещества T_* . Следует отметить резкий срыв зависимости $t_3(d)$ при $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ — появление критических условий при пере-

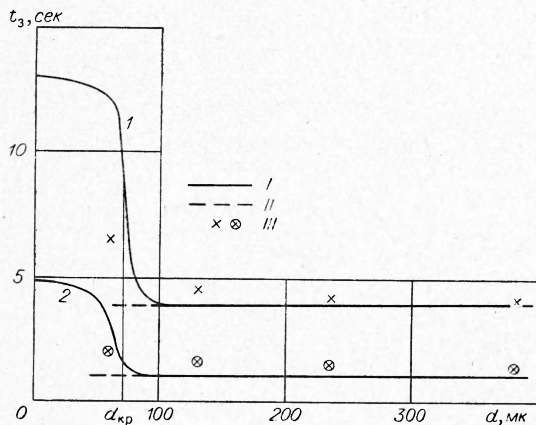


Рис. 8. Зависимость t_3 от d .

I — расчет; II — время достижения на поверхности температуры размягчения; III — эксперимент, $1 - \alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$; $2 - \alpha = 6 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, нитроцеллюлоза, $T_0 = 400^\circ \text{C}$, $T_H = 20^\circ \text{C}$, $T_* = 170^\circ \text{C}$.

ходе от одного режима к другому. В данном случае под критическими следует понимать условия, при которых влияние толщины оболочки на процесс становится несущественным.

Из рис. 8 видно, что экспериментальные данные неплохо совпадают с результатами численного счета в области больших значений. Существенное различие во временах задержки зажигания в области $d_{кр}$, вероятно, вызвано разбросом в эксперименте.

На рис. 9 приведена характерная зависимость времени задержки воспламенения от T_0 при постоянстве всех других параметров. Здесь, как и в предыдущем случае, наблюдаются два режима протекания процесса. При значениях T_0 меньше некоторой температуры $T_{кр}$ влияние оболочки на процесс мало, и время задержки зажигания дисперсным потоком близко к t_3^F . Если $T_0 > T_{кр}$, то влияние горячей оболочки на процесс становится весьма существенным — t_3^F близко к времени достижения на поверхности T_* .

Сравнение экспериментально определенных и расчетных значений t_3 (рис. 8, 9, табл. 1) дает неплохое количественное совпадение. Максимальное различие в значениях времен $\sim 60\%$. Следует отметить, что в случае малых интенсивностей нагрева совпадение экспериментальных и теоретических значений t_3 значительно лучше $\sim 25\%$; с

увеличением интенсивности возрастает и относительная разница во временах. Это вызвано тем, что при расчетах значение температуры размягчения было выбрано постоянным — $T_* = 170^\circ\text{C}$. Однако, как было сказано выше, T_* зависит от темпа нагрева и изменяется в наших условиях от 168 до 178°C . При подстановке в расчет значений T_* , определенных экспериментально для данных условий теплообмена, совпадение экспериментальных и расчетных значений t_3 улучшается (см. табл. 1).

При анализе зависимостей $t_3(d)$ и $t_3(T_0)$ было обнаружено влияние конвективного потока на характер протекания процесса. Оказалось, что при малых значениях α переход от одного режима к другому происходит в довольно узком диапазоне изменения параметров d и T_0 , а выделение $d_{кр}$ и $T_{кр}$ не вызывает никаких трудностей. С увеличением α наблюдается уменьшение критических значений d и T_0 , а переход осуществляется в более широком интервале изменения параметров (см., например, рис. 8). При очень больших α выделение критических условий оказалось невозможным.

Рассмотрим влияние интенсивности конвективного потока на процесс (рис. 10). По оси ординат отложено относительное различие времен задержки воспламенения для дисперсного и газового потоков при оди-

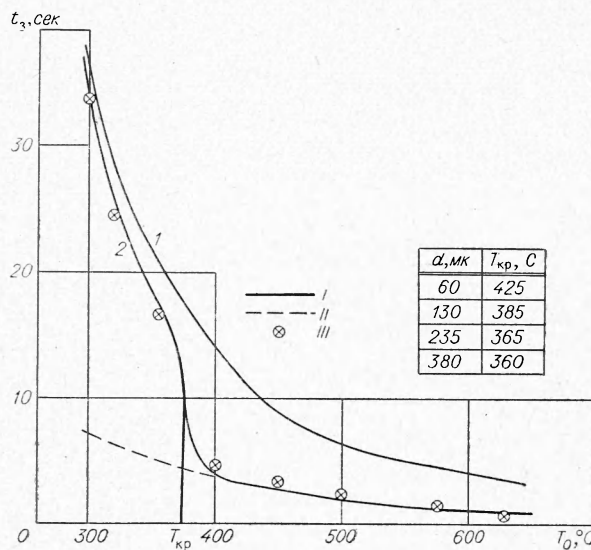


Рис. 9. Зависимость t_3 от T_0 .

1 — газовый поток; 2 — дисперсный поток, нитроклетчатка, $T_H = 20^\circ\text{C}$, $T_* = 170^\circ\text{C}$, $d = 235 \text{ мк}$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$.
I — расчет; II — время достижения на поверхности температуры размягчения; III — эксперимент.

наковом α , т. е. величина, характеризующая эффект внедрения. В качестве характеристики, определяющей интенсивность нагрева, выбран критерий Био $Bi = \frac{\alpha r}{\lambda}$. Как видно, с ростом интенсивности нагрева влияние внедрения частиц на процесс возрастает и достигает своего максимального значения; при дальнейшем увеличении интенсивности эффект уменьшается.

Таблица 1

Нитроклетчатка; $T_H = 20^\circ \text{C}$

$\alpha \cdot 10^3$, кал/см ² · сек·град	d , мк	T_0 , °C	T_*^3 , °C	t_3 , сек		
				расчет при $T_* = 170^\circ \text{C}$	расчет при $T_* = T_*^3$	эксперимент
6,0	130	400	172	—	—	1,7
	380	400	172	1,1	1,3	1,4
	235	400	172	1,1	1,3	1,5
		450	174	0,8	0,9	1,2
		520	175	0,6	0,7	0,8
		640	177	0,3	0,4	0,5
2,3	130	400	170	7,8	7,8	8,9
4,1			171	2,2	2,4	2,8
5,4			172	1,4	1,7	1,8

Уменьшение эффекта внедрения при больших интенсивностях внешнего потока связано с незначительной относительной интенсификацией процесса теплообмена при внедрении. Действительно, при $Bi \rightarrow \infty$ имеет место предельный режим — зажигание при постоянной температуре поверхности, равной T_0 .

Анализ результатов расчета нестационарного температурного поля позволил установить, что при малых интенсивностях конвективного потока воспламенения происходит в слоях, находящихся на достаточном удалении от поверхности (это соответствует области перехода от самовоспламенения к зажиганию [12]). В этом случае тепловая волна, созданная на поверхности горячей оболочкой, не успевает распространяться далеко в глубь вещества и оказать существенное влияние на протекание процесса.

Экспериментально вопрос о влиянии интенсивности внешнего теплового потока на эффект внедрения рассматривался в работе [3]. Можно отметить хорошее качественное совпадение теоретических результатов с экспериментальными не только в области средних интенсивностей потока ($Bi = 1 \div 12$ — соответствует условиям данного эксперимента), но больших. Количественное сравнение в случае больших интенсивностей затруднено, так как экспериментально большие интенсивности были получены в динамических условиях нагрева, а в модели теплообмен происходит по закону Ньютона.

Остановимся несколько подробнее на вопросе о влиянии температуры размягчения на эффект внедрения.

В работе [2] было высказано предположение, что при зажигании дисперсным потоком характер протекания процесса зависит от соотношения между температурой размягчения и температурой зажигания (T_3) (при постоянстве всех других параметров). Для экспериментального выяснения влияния T_* на процесс нужно было подобрать ряд веществ с известными кинетическими и теплофизическими константами со

слабоменяющейся температурой зажигания. Однако подобрать такие вещества оказалось невозможным. В связи с этим были поставлены специальные эксперименты. В качестве воспламеняемого вещества была выбрана нитроклетчатка (T_* близко к T_3), поверхность которой покрывалась тонким слоем вещества с определенной температурой плавления. В качестве покрытий использовались соединения углеводов

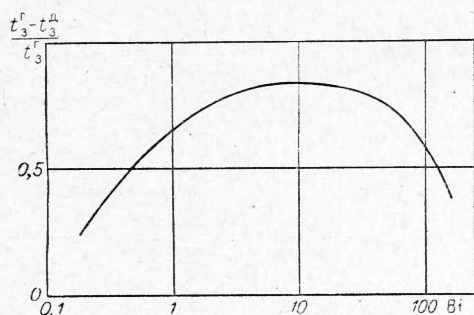


Рис. 10. Зависимость $\frac{t_3^\Gamma - t_3^\Delta}{t_3^\Gamma}$ от Bi , нитроклетчатка, $T_0 = 400^\circ \text{C}$; $T_H = 20^\circ \text{C}$.

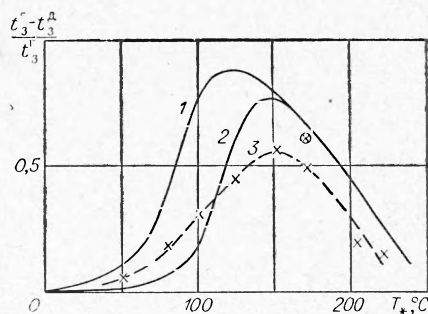


Рис. 11. Зависимость $\frac{t_3^\Gamma - t_3^\Delta}{t_3^\Gamma}$ от T_* , нитроклетчатка, $T_0 = 400^\circ \text{C}$, $T_H = 20^\circ \text{C}$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$.
1 — $d = 235 \text{ мк}$, 2 — $d = 142 \text{ мк}$ (приведенная пленка), расчет; 3 — эксперимент с покрытиями; точка соответствует нитроклетчатке без покрытия.

ароматического ряда (антрацен — температура плавления 204°C ; адипиновая кислота — 149°C , стильбен — 124°C и др.; температура плавления определена экспериментально и достаточно хорошо совпадает с известными литературными данными [13]). Образцы для проведения экспериментов приготавливались следующим образом: на поверхности заделывалась термопара и наносился слой расплава, затем образцы шлифовались до получения нужного размера оболочки.

Контрольные опыты по зажиганию дисперсным потоком показали, что надежное внедрение и прилипание происходит при толщинах оболочки, сравнимых с размером частиц. В опытах использовались частицы $d = 235 \text{ мк}$; толщина пленки покрытия образцов $\sim 200 \text{ мк}$. Теплофизический расчет, а также опыты по зажиганию чисто газовым потоком показали, что в условиях эксперимента влияние оболочки как изоляционного слоя незначительно. Так, например, различие в t_3 образцов без оболочки и образцов с оболочкой $\sim 10\%$.

На рис. 11 представлена зависимость относительного различия времен задержки зажигания для дисперсного и газового потоков от T_* . Все результаты для корректности сопоставления получены при одинаковых условиях теплообмена (α , T_H , $T_0 = \text{const}$). При сравнении можно отметить хорошее качественное совпадение экспериментальных данных с результатами численного счета во всем диапазоне изменения T_* . Однако при количественном сравнении наблюдается существенное различие во временах — в области, соответствующей максимуму теоретической кривой 1, различие в 2,6 раза. Такое различие, вероятно, вызвано влиянием покрытия на характер протекания процесса. Действительно, если сравнить время задержки зажигания дисперсным потоком образцов нитроклетчатки без покрытия ($t_3^\Delta = 5,8 \text{ сек}$) и с покрытием ($t_3^\Gamma = 8,1 \text{ сек}$), то различие в t_3 существенное ($\sim 40\%$). Для корректности

сопоставления такие опыты проводились на образцах с покрытием из абиеиновой кислоты, температура плавления ($T_{пл} = 172^\circ\text{C}$) которой близка к T_* нитроклетчатки ($T_* \approx 171^\circ\text{C}$). при фиксированных значениях параметров дисперсного потока.

Влияние оболочки на процесс в случае воспламенения дисперсным потоком может быть вызвано тем, что при внедрении частиц в поверхность запас тепла, которым они обладают, идет как на нагрев самого вещества, так и на прогрев пленки, что и приводит к ослаблению интенсивности протекания процесса. Кроме того, при смене механизма теплообмена (внедрение частиц) появляются значительные градиенты температур в отличие от чисто газового потока. В этом случае, как показал расчет, влияние оболочки как изоляционного слоя существенно.

В связи с этим была предпринята попытка приближенного (стационарного) расчета приведенной толщины горячей оболочки, размер которой соответствовал бы реальному количеству тепла, получаемому образцом. Однако и в этом случае (см. рис. 11, 2) не наблюдается хорошего соответствия экспериментальных (кривая 3) и расчетных данных, что, вероятно, вызвано существенной нестационарностью процесса внедрения и передачи тепла частицами.

Следует отметить, что высказанное в [2] предположение о существовании трех качественно различных механизмов зажигания дисперсным потоком получило хорошее подтверждение как экспериментальное, так и теоретическое.

Действительно, анализ полученных результатов показал, что в зависимости от соотношения между температурой размягчения и температурой зажигания можно выделить три различных режима протекания процесса.

1. $T_* > T_3$. В этом режиме внедрение частиц в поверхность во время индукционного периода отсутствует и интенсификация процесса связана только с увеличением (по сравнению с чистым газом) коэффициента теплообмена.

2. $T_* \approx T_n (\ll T_3)$. При низкой температуре размягчения внедрение частиц происходит на ранней стадии процесса, и большую часть индукционного периода вещество прогревается через тонкий слой частиц на поверхности. Время протекания процесса определяется в основном условиями теплообмена на поверхности (термическим сопротивлением оболочки в этом случае можно пренебречь).

В режимах 1, 2 эффект внедрения несуществен.

3. При $T_* \lesssim T_3$ режиме внедрение частиц в поверхность происходит при значениях температуры, при которых протекание химической реакции уже существенно. В этом случае процесс зажигания дисперсным потоком обусловлен чисто тепловыми факторами и t_3 примерно равно времени прогрева до температуры размягчения — этому режиму соответствует участок кривой после максимума (см. рис. 11).

Основные качественные и количественные сравнения экспериментальных и теоретических данных были проведены для нитроклетчатки.

Аналогичные зависимости были получены также и для других веществ. В табл. 2, 3 приведены некоторые экспериментальные и расчетные значения t_3 для случая поливинилнитрата и системы ПХА — ПЭ. Из таблиц видно, что и для этих веществ наблюдается хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментальными.

Авторы выражают благодарность К. В. Прибытковой за составление программы и помощь в проведении численного счета на ЭВМ.

Таблица 2

Поливинилнитрат; $T_H = 20^\circ \text{C}$

$\alpha \cdot 10^3$, кал/см ² · сек·град	d , мк	T_0 , °C	t_3 , сек			
			дисперсный поток		газовый поток	
			экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет
6,0 3,8 3,1	235	400	0,9	1,1	3,0	2,4
			2,2	2,4	4,8	3,7
			3,2	2,8	6,2	4,9
5,8 4,8 3,6	130		1,0	1,4	2,8	2,2
			1,7	1,9	3,7	2,7
			3,1	3,0	5,2	4,1
5,6 3,4 5,7	235	270	9,6	11,1	12,2	12,0
		360	6,1	6,2	8,9	8,2
		575	0,5	0,5	1,1	1,0
5,7 3,8 4,1	130	270	10,1	11,4	12,1	11,9
		470	1,7	1,8	3,9	3,2
		520	1,0	0,8	2,3	2,0

Таблица 3

Система ПХА — ПЭ; $T_H = 20^\circ \text{C}$

$\alpha \cdot 10^3$, кал/см ² · сек·град	d , мк	T_0 , °C	t_3 , сек			
			дисперсный поток		газовый поток	
			экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет
2,7 3,3 6,5	235	450	36,2	34,1	62,5	60,0
		500	18,4	17,1	34,2	38,7
		530	6,3	6,4	8,7	12,0
2,3 3,5		550	17,0	19,1	29,5	36,5
		575	10,3	9,8	17,6	21,9
2,2 3,3 3,4	130	510	26,8	31,2	44,5	48,9
		545	14,8	18,0	22,5	26,9
		565	11,8	13,7	20,1	23,9

Выводы

1. Исследован процесс зажигания нитроклетчатки, поливинилнитрата, систем ПХА — ПЭ и ПХА — БМ дисперсным потоком (газ—твердые частицы). Показано существенное влияние характеристик дисперсного потока и температуры размягчения веществ на характер протекания процесса.

2. Предложена приближенная теоретическая модель процесса. Результаты численного счета, полученные на основании этой модели, находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Поступила в редакцию
30/XII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Summerfield a. o. Aeronautical Eng. Report, № 661, Princeton University, 1963.
2. В. В. Барзыкин, У. И. Гольдшлегер, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1970, 191, 1.
3. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1971, 7, 1.
4. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1966, 169, 1.
5. В. И. Лисицкий. ФГВ, 1970, 6, 2.
6. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин. Инж.-физ. ж., 1970, 18, 3.
7. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М., ИЛ, 1958.
8. Ю. М. Григорьев, В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1967, 3, 4.
9. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1.
10. А. С. Штейнберг, В. Б. Улыбин и др. Инж.-физ. ж., 1966, 10, 4.
11. В. С. Волькенштейн. Тепло- и массоперенос. Т. 1, Минск, 1962.
12. В. Г. Абрамов, В. Г. Гонтковская, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР, серия хим., 1966, 5.
13. Краткий справочник химика. М., ГХИ, 1963.

УДК 536.46

ОСОБЕННОСТИ ВЫХОДА НА УСТАНОВИВШИЙСЯ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ПРИ ЗАЖИГАНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СОСТАВОВ НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

К. Г. Шкадинский
(Москва)

В работах [1, 2] рассмотрен нестационарный процесс зажигания горячего газа с момента начала воздействия внешнего источника тепла до установления стационарной скорости распространения пламени. С помощью расчетов на ЭВМ получены пространственно-временные зависимости переменных, изучены причины нестационарности распространения образовавшегося фронта горения и приведены формулы, которые связывают времена, характеризующие все стадии процесса — зажигание, нестационарное горение и стационарное горение. В настоящей работе аналогичные исследования проведены для безгазовых составов. В отличие от газов здесь отсутствует диффузия. Кроме того, имеется область параметров, для которых стационарное горение оказывается неустойчивым и фронт реакции распространяется в пульсирующем режиме [3]. Все это приводит к появлению ряда особенностей при выходе на установившийся режим горения.

Постановка задачи. Процесс зажигания безгазового состава накаленной поверхностью и выход на установившийся режим горения с учетом превращения вещества для реакции первого порядка приближенно описываются следующей безразмерной системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + (1 - \eta) \exp(\theta/(1 + \beta \theta)), \\ \frac{\partial \eta}{\partial \tau} &= \gamma (1 - \eta) \exp(\theta/(1 + \beta \theta)) \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными и краевыми условиями

$$\begin{aligned} \tau = 0 \quad (\xi \geq 0); \quad \theta = \theta_n, \quad \eta = 0; \\ \xi = 0 \quad (\tau > 0); \quad \theta = \theta_0. \end{aligned} \quad (2)$$