

*Ю. М. Григорьев,
Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов
(Москва)*

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦ
ГОМОГЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ
В НАГРЕТОМ ГАЗЕ**

В работе [1] на примере азида бария (BaN_6) экспериментально изучены закономерности воспламенения частиц «нелетучих» гомогенных ВВ в нагретом газе и указана схема определения кинетических параметров быстропротекающих реакций разложения взрывчатых систем. В настоящей работе развита теория предложенного в [1] метода и дана экспериментальная проверка полученных теоретических соотношений.

1. КРАТКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЯ

Процессы, приводящие к воспламенению частиц гомогенных ВВ в нагретой газовой атмосфере, в общем случае достаточно сложны. В частицах, кроме химических реакций, могут протекать в предвзрывной период различные фазовые превращения (плавление, испарение, изменение кристаллической модификации), проявляться многостадийность экзотермических превращений, происходить изменение объема, связанного с удалением газообразных продуктов из зоны реакции в конденсированной фазе, и т. д. Для «летучих» веществ воспламенение может возникать в парах. Все эти факторы значительно усложняют анализ явления. В данной работе рассматривается простейшая физико-химическая модель, которая основана на представлениях об объемно-протекающей экзотермической реакции в конденсированной фазе, приводящей к воспламенению при отсутствии фазовых превращений и изменения размеров частицы в предвзрывной период. Эта модель отражает основные, самые характерные, черты явления и в то же время является весьма распространенной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физическая постановка задачи базируется на следующих основных предпосылках:

а) сферическая частица конденсированного ВВ мгновенно попадает в нагретую газообразную среду, находящуюся в замкнутой полости, непрозрачной для теплового излучения. Поверхность частицы во много раз

меньше поверхности полости. Температура последней постоянна и равна температуре газа в начальный момент времени;

б) внутренний теплообмен в частице осуществляется за счет кондукции, внешний — путем кондукции и излучения (конвективный теплообмен в газе отсутствует).

Рассмотренные условия, как следует из [1], легко могут быть осуществлены экспериментально.

Математическая постановка задачи сводится к известным уравнениям, которые в безразмерных величинах имеют вид:

а) уравнение теплопроводности в частице

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} \quad \text{при } \xi \leq 1; \quad (1)$$

б) уравнение теплопроводности в газе

$$\omega_a \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) \quad \text{при } \xi > 1. \quad (2)$$

Начальные условия: при $\tau=0$ $\theta = -\theta_n$ для $\xi \leq 1$

$\theta = 0$ для $\xi > 1$.

Условия «сшивки» решений: $\theta|_{\xi=1-0} = \theta|_{\xi=1+0}$;

$$\omega_\lambda \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1-0} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1+0} - \chi [(\beta \theta + 1)^4 - 1] \Big|_{\xi=1}, \quad (3)$$

$\xi = \xi_0 \rightarrow \infty, \theta = 0$.

Здесь безразмерные переменные:

$$\theta = \frac{E}{RT_0} (T - T_0) \text{ — температура;}$$

$$\tau = \frac{Q k_0 E e^{-E/RT_0}}{C \rho RT_0^2} \cdot t \text{ — время;}$$

$$\xi = \frac{r}{r_0} \text{ — координата.}$$

В задачу входят параметры:

$$\delta = \frac{Q k_0 E r_0^2 e^{-E/RT_0}}{\lambda RT_0^2}; \quad \chi = \frac{\varepsilon \sigma T_0^2 E r_0}{\lambda_r R};$$

$$\omega_\lambda = \frac{\lambda}{\lambda_r}; \quad \omega_a = \frac{a}{a_r}; \quad \beta = \frac{RT_0}{E};$$

$$\theta_n = \frac{E}{RT_0} (T_n - T_0).$$

Индекс «г» относится к газу.

Диапазон изменения параметров выбирался, исходя из заданной модели — частица твердого ВВ в нагретом газе:

$$5 \leq \omega_\lambda \leq 20,$$

$$0,003 \leq \omega_a \leq 0,007,$$

$$6 \leq \theta_n \leq 13,$$

$$0,03 \leq \beta \leq 0,07,$$

$$0 \leq \chi \leq 5.$$

3. АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ЧАСТИЦЕ И ГАЗЕ

Исследование нестационарного температурного поля в частице и газе (рис. 1) позволяет сделать ряд выводов, существенно упрощающих постановку задачи.

Благодаря тому, что релаксационные процессы в газе протекают значительно быстрее, чем в частице $a_r \gg a$, можно ожидать, что температурное поле в газе для интересующего нас интервала изменения параметров является квазистационарным. В этом случае время установ-

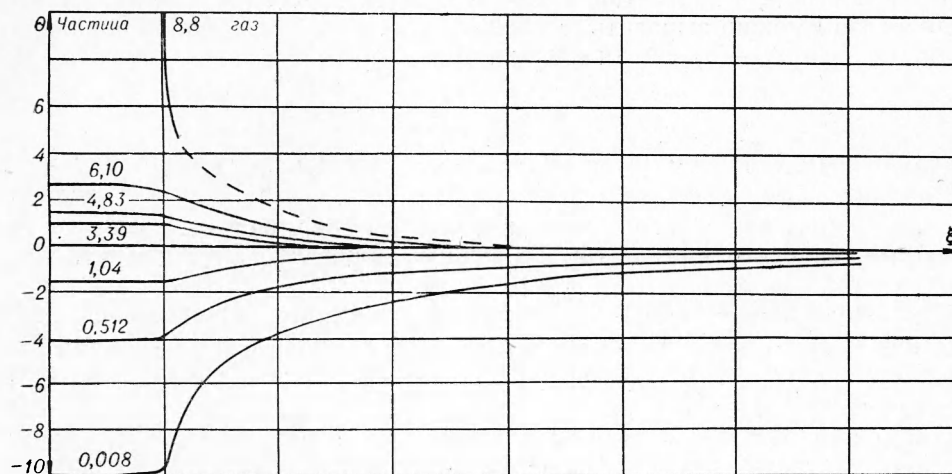


Рис. 1. Типичная картина температурного поля при значении параметров: $\omega_\lambda = 10$, $\theta_n = 10$; $\beta = 0,05$; $\delta = 0,260$; $\chi = 5$; $\omega_a = 0,04$.

ления квазистационарного режима в газе τ_r должно быть намного меньше времени протекания процесса в частице $\tau_{взр}$. Если воспламенение протекает в режиме теплового взрыва [2], что всегда имеет место вблизи критических условий, то вся частица за $\tau_{взр}$ успевает прогреться до температуры газа и квазистационарный режим заведомо существует. Для решения вопроса о существовании квазистационарного режима в предвзрывном периоде для случая зажигания можно ввести в рассмотрение величину $\kappa = \frac{\tau_r}{\tau_{взр}}$, которая является критерием квазистационарности. В квазистационарном режиме $\kappa \ll 1$. Значение τ_r находится, согласно определению, из соотношения

$$\frac{q(\tau_r) - q(\infty)}{q(\infty)} = \frac{1}{e},$$

где $q(\tau_r)$ — величина нестационарного теплового потока при $\xi=1$, полученная из уравнения (2) с граничным условием: при $\xi=1$ $\theta = \theta_{гр} = \text{const}$. В соответствии с [3] $q = -\theta_{гр} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\pi \frac{\tau}{\omega_a \delta}}} \right)$ и, следо-

вательно, $\tau_r = \frac{e^2}{\pi} \omega_a \delta$. Значение $\tau_{взр}$ можно получить путем интегрирования исходных уравнений.

Результаты некоторых расчетов и анализ зависимости $\kappa(\delta, \omega_a)$ показали, что во всем интересующем нас интервале изменения параметров $\kappa \ll 1$ и, следовательно, температурное поле в газе квазистационарно. Например, при $\omega_a = 0,007$ и $\delta = 113$, $\tau_{взр} = 390$ и $\kappa \approx 0,004$.

Как следует из уравнения (2), в квазистационарном режиме при $\xi = 1 + 0 \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\theta$. Подставляя это соотношение в условие сшивки (3), получаем

$$-\omega_\lambda \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \theta + \chi [(1 + \beta\theta)^4 - 1] \text{ при } \xi = 1. \quad (4)$$

Таким образом, в квазистационарном режиме теплообмен между частицей и газом можно выразить граничным условием 3-го рода, а сопряженную задачу (1)–(3) свести к краевой:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} \quad (5)$$

с граничным условием (4) и начальным условием при $\tau = 0$ $Bi \cdot \theta = -\theta_n$. Величина $1/\omega_\lambda$ имеет смысл известного критерия Bi . Краевая задача (5), (4) описывает закономерности воспламенения частицы в газе как в режиме теплового взрыва, так и в режиме зажигания в предельном случае $\kappa \rightarrow 0$.

Распределение температур в частице определяется величиной параметров ω_λ и δ . Как следует из теории теплового взрыва (см., например, [4]), при заданных значениях ω_λ (что соответствует $0,05 \leq Bi \leq 0,2$) распределение температуры в частице должно быть незначительным. Об этом свидетельствует и расчетная картина температурного поля, приведенная на рис. 1. Распределение температур становится существенным лишь при очень больших значениях δ , соответствующих режиму зажигания. Пренебрегая распределением температуры в частице, краевую задачу можно свести к семеновской:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta} - \frac{3}{\omega_\lambda e} \{ \theta + \chi [(1 + \beta\theta)^4 - 1] \} \quad (6)$$

с начальными условиями $\tau = 0$, $\theta = -\theta_n$.

Задача (6) описывает воспламенение частиц в области теплового взрыва, которая для таких малых значений Bi является весьма широкой [4].

4. О РОЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Роль излучения определяется в основном значением параметра χ и возрастает с ростом размера частицы и температуры газа. Для оценки роли излучения в задаче рассчитывалась величина

$$K_{изл} = - \frac{\chi [(1 + \beta\theta)^4 - 1]}{\omega_\lambda \frac{\partial \theta}{\partial \xi}} \Big|_{\xi = 1},$$

представляющая собой отношение радиационного потока к общему тепловому потоку, подводимому к поверх-

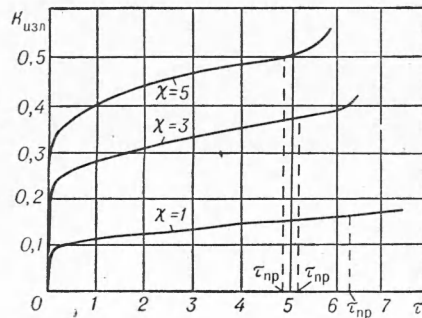


Рис. 2. Временная зависимость $K_{изл}$ от параметра χ .

ности частицы. Расчеты показали, что величина $K_{изл}$ может быть значительной, а излучение может играть существенную роль в теплообмене между частицей и окружающей средой (рис. 2).

5. РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Критическое значение параметра δ определим из уравнения (6) методами стационарной теории теплового взрыва. Из условия касания критических теплоприхода и теплоотвода следует:

$$\frac{\theta_{кр} + \chi [(1 + \beta\theta_{кр})^4 - 1]}{1 + 4\beta\chi (1 + \beta\theta_{кр})^3} = (1 + \beta\theta_{кр})^2.$$

Учитывая, что $\beta \ll 1$ и $\theta_{кр} \sim 1$, и полагая $1 + \beta\theta_{кр} \simeq 1$; $(1 + \beta\theta_{кр})^4 - 1 \simeq 4\beta\theta_{кр}$, получаем:

$$\theta_{кр} \simeq 1 \text{ и } \delta_{кр} \simeq \frac{3(1 + 4\chi\beta)}{\omega_\lambda e}. \quad (7)$$

6. РАСЧЕТ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Время задержки воспламенения в режиме теплового взрыва рассчитывалось путем численного интегрирования уравнения (6) по схеме Рунге — Кутты. Расчеты в области зажигания не проводились.

В соответствии с выводами работы [2] величина $\tau_{взр}$ представлялась в виде суммы времени прогрева частицы до температуры газа $\tau_{пр}$ и периода индукции (времени предвзрывного разогрева частицы) $\tau_{инд}$. Обработка большого количества расчетных данных позволила получить расчетно-эмпирические формулы для $\tau_{пр}$ и $\tau_{инд}$

$$\tau_{пр} = \left\{ 0,819\theta_n^{0,27} + \frac{1}{1,32 - 0,04\theta_n} [(1 + 4\chi\beta)\Delta - 1,06]^{0,914\Delta - 0,01} \right\} (1 - 1,6\chi\beta);$$

$$\tau_{инд} = \frac{\Delta^{0,7}}{(\Delta - 1)^{0,7}}, \quad (8)$$

где $\Delta = \delta/\delta_{кр}$. Расчеты проводились при $1 < \Delta \leq 10^3$. Точность расчета $\tau_{взр} = \tau_{пр} + \tau_{инд}$ по этим формулам $\sim 5\%$.

Сопоставление некоторых результатов численного интегрирования сопряженной, краевой и семеновской задач, а также расчета по формулам (7), (8) приведено в табл. 1. Совпадение результатов свидетельствует о высокой точности приближенного описания явления.

Таблица 1

Значения параметров					Результаты численного интегрирования			Расчеты по приближенным формулам
ω_λ	β	χ	$-\theta_n$	δ	Тип задачи			
					сопряженная	краевая	семеновская	
					$\delta_{кр}$			
10	0,05	0	-10	—	0,111 ÷ 0,115	0,111 ÷ 0,115	—	0,111
10	0,05	5	-10	—	0,230 ÷ 0,234	0,229 ÷ 0,232	—	0,231
5	0,03	3	-10	—	0,330 ÷ 0,335	0,331 ÷ 0,335	—	0,326
					$\tau_{взр}$			
10	0,05	5	-10	0,4	4,56	4,52	4,55	4,41
5	0,03	0	-10	0,8	5,42	5,37	5,40	5,33
10	0,05	0	-10	5,65	—	34,53	33,67	35,44
10	0,05	0	-10	113	—	—	390	391

Таким образом, в результате решения задачи получены формулы, позволяющие по известным кинетическим (Q, k_0, E) и теплофизическим ($\lambda, C, \rho, \epsilon$) данным рассчитывать характеристики воспламенения частиц ВВ в нагретом газе. Формула (7) позволяет сравнительно простым способом решать обратную задачу — рассчитывать кинетические параметры Q, k_0 и E из критических условий воспламенения.

7. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для экспериментальной проверки полученных теоретических соотношений в качестве объекта исследования была выбрана нитроклетчатка — пироксилин № 1.

Согласно работе [5], термическое разложение нитроклетчатки на воздухе в диапазоне температур 140—165°С соответствует уравнению автокатализа 1-го порядка:

$$\frac{d\eta}{dt} = K_1(1 - \eta) + K_2\eta(1 - \eta),$$

где $K_1 = 10^{19} \cdot e^{-\frac{47000}{RT}}$ 1/сек и $K_2 = 10^{12} \cdot e^{-\frac{31000}{RT}}$ 1/сек. При этом было установлено, что на начальных стадиях процесса разложения, даже в вакууме, происходит существенно экзотермическая реакция, не сопровождающаяся, однако, соответствующим изменением веса конденсированной фазы. Из приведенного кинетического уравнения следует, что при температурах $T_0 > 220^\circ\text{C}$ автокатализ становится несущественным

($K_1 > K_2$) и разложение нитроклетчатки можно описать уравнением 1-го порядка.

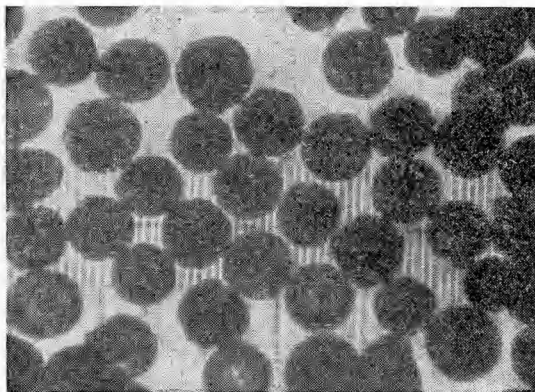


Рис. 3. Исходные частицы пироксилина. Цена деления — 12,5 м.

В опытах изучалось воспламенение частиц нитроклетчатки, приготовленных по рецепту, предложенному в работе [6]. Полученные частицы имели удовлетворительную сферическую форму (рис. 3). Плотность частиц $\rho = 1,3 \text{ г/см}^3$. Каждая частица строго определенного размера выбиралась под микроскопом и вбрасывалась в стеклянную трубу, обогреваемую электрической спиралью. Для больших $t_{\text{взр}}$ использовалась вер-

тикальная труба, в которой движение частиц осуществлялось под действием силы тяжести; для малых $t_{\text{взр}}$ — горизонтальная труба, где частицы увлекались потоком нагретого газа.

Время задержки воспламенения определялось из уравнения

$$t_{\text{взр}} = -\frac{2}{9} \frac{r_0^2 \rho}{\eta_r} \ln \left[1 - \frac{9}{2} \cdot \frac{\eta_r}{r_0^2 \rho} \left(t_{\text{взр}} - \frac{L}{v_0} \right) \right],$$

выведенного из предположения о действии стоксовых сил сопротивления. Опыты проводились с размерами частиц, для которых критерии

$$Re = \frac{vd}{\nu_r} \ll 1 \text{ и } Gr = \frac{qd}{\nu_r^2} \cdot \frac{T_0 - T_n}{T_0} \ll 1 \text{ и, следовательно конвек-}$$

тивным теплообменом между частицей и газом можно пренебречь. Условия лучистого теплообмена в опытах (малость поверхности частицы по сравнению с поверхностью стенок трубы и т. д.) соответствуют теоретическому описанию.

Подробно методика эксперимента и оценка условий теплообмена в опытах изложены в работе [1].

В целях выяснения вопроса о возможности искажения модели (сферичность формы, размеры, изменение агрегатного состояния) в предвзрывной период были произведены кино съемка и микрокиносъемка процесса воспламенения частиц, которые показали, что никаких видимых изменений в частицах в предвзрывной период не происходит.

Все изложенное выше дает основание предполагать, что процесс воспламенения частиц нитроклетчатки в описанных условиях эксперимента соответствует простейшей модели, рассмотренной в теоретической части.

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

В табл. 2 приведены значения критических температур самовоспламенения для частиц различного размера в атмосферах нагретого воздуха и аргона. За критическую температуру $T_{0\text{кр}}$ принималось среднее значение между температурами взрывного и невзрывного разложения. Точность определения $T_{0\text{кр}}$ составляла $\pm 1,5^\circ\text{C}$.

Как видно из табл. 2, критические температуры самовоспламенения для частиц одинакового размера в аргоне меньше, чем в воздухе. Это объясняется, в соответствии с теоретическим анализом задачи, меньшей величиной теплопроводности аргона по сравнению с теплопроводностью воздуха.

Значения $T_{0\text{кр}}$ для частиц различного размера позволяют определять энергию активации и произведение теплового эффекта на предэкспоненциальный множитель реакции разложения, приводящей к воспламенению. Для этой цели можно воспользоваться формулой (7) $\delta_{\text{кр}} \approx$

$$\approx \frac{3(1 + 4\chi\beta)}{\omega_\lambda e}$$

Оценка роли излучения в данных опытах показывает, что даже при степени черноты частицы $\epsilon = 1$ величина $4\chi\beta \ll 1$, т. е. излучением в данных опытах можно пренебречь и принять $\delta_{\text{кр}} \approx \frac{3}{\omega_\lambda e}$.

Это выражение в размерных величинах можно представить в виде

$$\lg \lambda_r \frac{T_{0\text{кр}}^2}{r_0^2} = \lg \frac{Q K_0 E e}{3R} - \frac{E \cdot 0,4343}{R} \cdot \frac{1}{T_{0\text{кр}}}$$

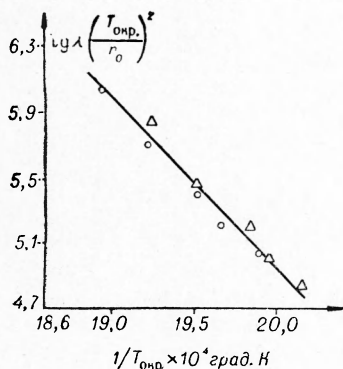


Рис. 4. Значения $T_{0\text{кр}}$, полученные опытным путем. Интервал температур $223-255^\circ\text{C}$, $E = 48500 \text{ кал/моль}$, $QK_0 = 5,5 \cdot 10^{21} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек}$.

Таблица 2

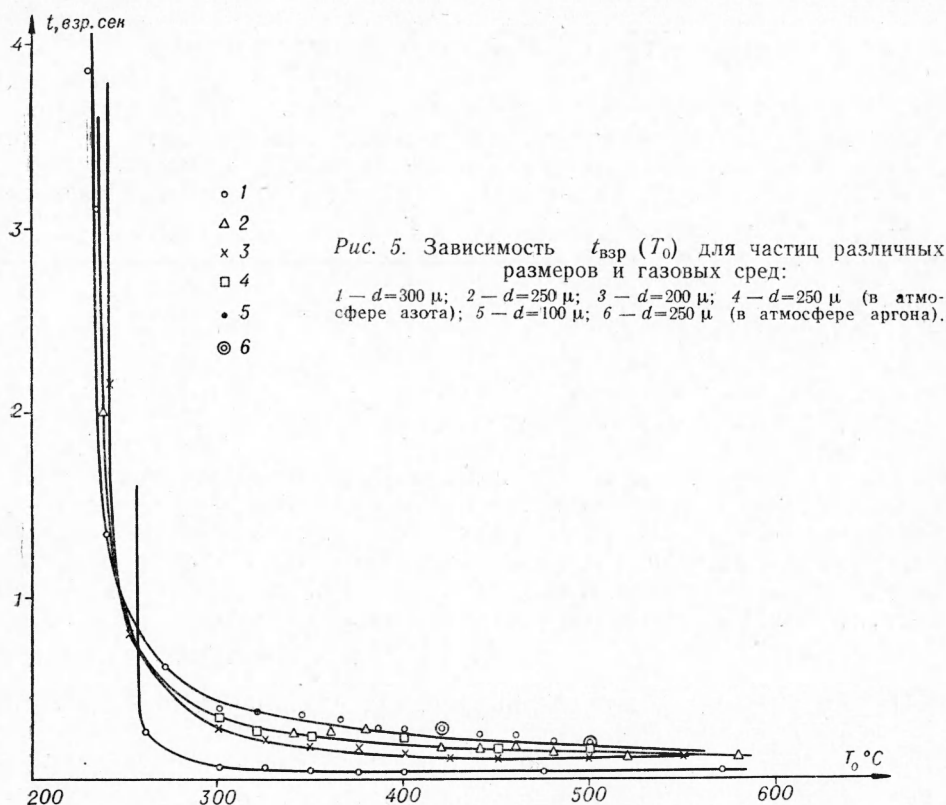
	r_0, μ				
	150	125	100	75	50
Воздух $T_{0\text{кр}}, \text{C}$. .	232	236	239	247	255
Аргон $T_{0\text{кр}}^0, \text{C}$. .	223	228	230	239	246

Отсюда следует, что экспериментальные результаты, представленные в координатах $\lg \lambda_r \frac{T_{0 \text{ кр}}^2}{r_0^2}$ и $\frac{1}{T_{0 \text{ кр}}}$, должны укладываться на прямую, наклон которой определяет E , а отрезок, отсекаемый на оси ординат — QK_0 (рис. 4). Результаты опыта находятся в соответствии с кинетическими измерениями работы [5].

При расчете использовались следующие константы:
 $\lambda_{\text{возд}} = 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ и $\lambda_{\text{арг}} = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$.

9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

На рис. 5 представлена зависимость времени задержки воспламенения от температуры для частиц нитроклетчатки размером $d=300, 250, 200$ и 100μ . Каждая точка является средней 10—15 измерений. Воспроизводимость результатов сравнительно неплохая (наибольшее отклоне-



ние от среднего значения не превышает 10%). Рабочая среда — нагретый воздух. С целью выяснения влияния окружающей среды на время задержки воспламенения были проведены специальные опыты с частицами $d=250 \mu$ в атмосферах нагретого азота и аргона. В атмосфере азота $t_{\text{взр}}$ не меняются, в аргоне — увеличиваются вследствие уменьшения теплопроводности среды. Визуальные наблюдения за характером воспламенения частиц показали, что в исследуемом диапазоне темпера-

гур, в атмосфере воздуха, можно выделить три характерные области:

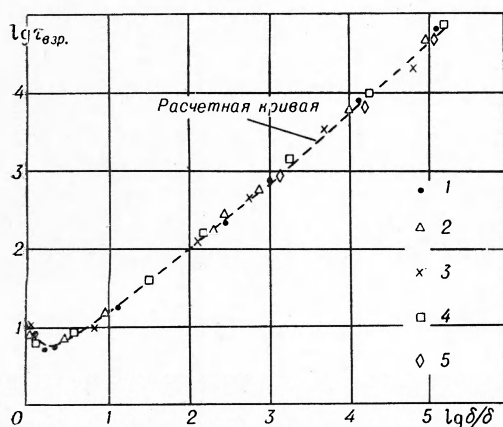
- I — вспышка слабого красноватого свечения;
- II — яркая вспышка заметно большего размера;
- III — яркий след горящей частицы (трек).

Следует отметить, что протяженность областей и их положение по температуре находятся в определенной зависимости от размера частиц (табл. 3). В атмосферах азота и аргона области II не обнаружено. По всей вероятности, появление области II связано с воспламенением в присутствии кислорода воздуха газообразных продуктов, выделившихся в результате реакции в конденсированной фазе. Из рис. 5 видно, что кривые $t_{взр}(T_0)$ для различных размеров частиц пересекаются, причем в области более высоких температур $t_{взр}$ тем больше, чем больше размер частиц. При высоких температурах ($\sim 560^\circ\text{C}$) кривые $t_{взр}(T_0)$ для частиц различных размеров сливаются.

Полученные данные находятся в соответствии с результатами исследования закономерностей перехода от самовоспламенения к зажиганию [2]. В зависимости от температуры среды и размеров частиц воспламенение частиц осуществляется как в режиме теплового взрыва, так и в режиме зажигания. Для режима теплового взрыва, когда воспламенение начинается во всем объеме частиц, характерна «круглая» вспышка (область I и II). В этих областях как следствие наличия стадии прогрева кривые $t_{взр}(T_0)$ для различных размеров частиц пересекаются. В режиме зажигания, когда воспламенение начинается с поверхностных слоев,

Таблица 3

r_0, μ	Область, °C		
	I	II	III
150	232 ÷ 350	350 ÷ 400	>400
125	236 ÷ 460	460 ÷ 500	>500
100	239 ÷ 500	500 ÷ 530	>530
50	255 ÷ 580	—	—



времена задержки при одинаковой температуре перестают зависеть от размеров частиц. Для зажигания характерен «трек» (область III).

Применяя расчетно-эмпирические формулы, выведенные из решения задачи, по известным значениям кинетических и теплофизических харак-

Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная зависимость $(\delta/\delta_{кр})$.
 1 — $r_0=150 \mu$; 2 — $r_0=125 \mu$; 3 — $r_0=100 \mu$;
 4 — $r_0=50 \mu$ (в атмосфере воздуха); 5 — $r_0=$
 $=125 \mu$ (в атмосфере аргона).

теристик нитроклетчатки в режиме теплового взрыва, можно провести численное сравнение расчетных и экспериментальных времен задержки воспламенения. Оценка изменения параметров θ_n , χ , β в режиме теплового взрыва для данных опытов показала, что они меняются незначительно: $\theta_n=19,6 \div 20$; $\chi=1,26 \div 1,96$; $\beta=0,02 \div 0,026$. Следовательно, безразмерное время задержки воспламенения для описания всех данных эксперимента можно представить как однозначную функцию только одного параметра Δ . На рис. 6 в логарифмическом масштабе представлены теоретические и экспериментальные (для различных размеров,

температур и газовых сред) времена задержки воспламенения. При расчете использовались следующие константы:

$$\rho = 1,3 \text{ г/см}^3; C = 0,3 \text{ кал/г} \cdot \text{град}; E = 48500 \text{ кал/моль}; \\ QK_0 = 5,5 \cdot 10^{21} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{сек}; -\theta_n = 19,8; \chi = 1,6; \beta = 0,023.$$

Как видно из рис. 6, теоретические и экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии.

Таким образом, для веществ, удовлетворяющих описанной простейшей физико-химической модели, разработанный метод позволяет определять кинетические параметры быстропротекающих реакций разложения в конденсированной фазе, что представляет большой интерес для теории горения.

В заключение авторы благодарят В. Т. Гонтковскую, С. И. Худяева и К. П. Прибыткову за проведение численных расчетов.

Поступила в редакцию
18/XII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1964, 157, 6.
2. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 1.
3. Л. И. Кудряшев, А. А. Смирнов. Всесоюзное совещание по тепло- и массообмену. Минск, 1964.
4. А. Г. Мержанов. Всесоюзное совещание по тепло- и массообмену. Минск, 1964.
5. Г. Б. Манелис, Ю. И. Рубцов, Л. П. Смирнов, Ф. И. Дубовицкий. Кинетика и катализ, 1962, 3, 1.
6. A. M. Vall. Chem. Eng. Progr. 1962, 9.