

ВЫРОЖДЕННЫЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ  
ГАЗОВЗВЕСЕЙ

В. И. Лисицын, Б. И. Хайкин

(Москва)

Исследуется влияние уменьшения теплового эффекта единицы массы газозвеси на критические условия воспламенения. Приводится пример расчета зависимости критической температуры воспламенения газозвеси от концентрации и размера частиц. Расчетные зависимости качественно сопоставляются с опытными данными.

1. В работах [1-5], посвященных воспламенению газозвесей, предполагалось, что тепловой эффект реакции на единицу массы газозвеси достаточно большой, так что  $\gamma \equiv \gamma_0 / B \ll 1$ , ( $\gamma_0 = CRT_0^2 / Eq$ ,  $C$  — теплоемкость вещества частиц,  $q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы частиц,  $T_0$  — начальная температура,  $B$  — массовая концентрация частиц,  $E$  — энергия активации,  $R$  — газовая постоянная). В экспериментах во многих случаях массовая концентрация частиц мала настолько, что параметр  $\gamma$  сравним с единицей.

Параметр  $\gamma$ , характеризующий величину теплового эффекта газозвеси, является аналогом малого параметра  $\gamma_0$  в теории теплового взрыва гомогенных систем [6,7]. Тепловой взрыв при не очень малых значениях  $\gamma_0$  получил название вырожденного [6,8]. Специфика вырождения теплового взрыва в гомогенных системах состоит в увеличении роли выгорания за индукционный период, слабом самоускорении реакции с ростом температуры и в исчезновении критических условий воспламенения при увеличении параметра  $\gamma_0$ .

Тепловое воспламенение газозвесей при не малых значениях параметра  $\gamma$  будем также называть вырожденным. Вырождение воспламенения газозвесей по сравнению с гомогенными системами имеет ряд качественных особенностей, которые связаны с двухфазностью системы. При уменьшении массовой концентрации частиц (параметр  $\gamma$  становится сравнимым с единицей) критические условия воспламенения газозвеси не исчезают, если условия воспламенения одиночной частицы при этом остаются невырожденными ( $\gamma_0 \ll 1$ ). В вырожденных режимах воспламенения газозвесей можно ожидать сильного влияния выгорания компонент, поскольку в невырожденных режимах выгорание может приводить к критическим условиям по выгоранию [2, 3].

В данной работе рассматриваются особенности вырождения теплового воспламенения газозвесей и приводится качественное сравнение с опытными данными [9].

Рассмотрим воспламенение газозвеси в сосуде, предполагая, что температура газа по объему одинакова, а теплопотери из сосуда пропорциональны разности температур газа и стенок сосуда.

Считая, что частицы имеют одинаковый размер и распределены в сосуде равномерно, запишем уравнения прогрева отдельной частицы, баланса

тепловой энергии газа и скорости выгорания частицы

$$(1.1) \quad B[1 + s\eta] \frac{d\theta}{d\tau} = \varphi(\eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) - [1 + s_1\eta]^{1/2} \frac{\theta - \theta_g}{\varkappa}$$

$$(1.2) \quad (1 - B) \left[1 - s \frac{B}{1 - B} \eta\right] \frac{d\theta_g}{d\tau} = [1 + s_1\eta]^{1/2} \frac{\theta - \theta_g}{\varkappa} - s\gamma_0(\theta - \theta_g) \varphi(\eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) - \frac{\theta_g - \theta_w}{A\varkappa}$$

$$(1.3) \quad \frac{d\eta}{d\tau} = \gamma\varphi(\eta) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right)$$

$$(1.4) \quad \varphi(\eta) = (1 - \eta)^{2/3} \left(1 - \frac{\nu}{a_0} \frac{B}{1 - B} \eta\right)^m$$

с начальными условиями

$$(1.5) \quad \begin{aligned} \tau = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad \theta_g = \theta_{g0}, \quad \eta = 0 \\ \theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*), \quad \theta_g = \frac{E}{RT_*^2} (T_g - T_*), \quad \theta_w = \frac{E}{RT_*^2} (T_w - T_*) \\ \theta_{g0} = \frac{E}{RT_*^2} (\bar{T}_{g0} - T_*), \quad \eta = 1 - (r/r_0)^3, \quad \gamma_0 = CRT_*^2/Eq \\ \gamma = \gamma_0/\bar{B}, \quad \tau = 3ta_0^m k \exp(-E/RT_*)/r_0\gamma\rho, \quad \beta = RT_*/E \\ B = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho CN / \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho CN + \rho_g C_g\right) \\ \varkappa = qka_0^m \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right) / \text{Nu} \frac{\lambda_g RT_*^2}{r_0 E} \\ A = NV4\pi r_0^2 \text{Nu} L / \Sigma \text{Nu}_g r_0 \equiv 3 \frac{\rho_g}{\rho} \frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_g} \frac{B}{1 - B} \left(\frac{VL/\Sigma}{r_0^2}\right) \end{aligned}$$

Здесь  $T, T_g, T_w$  — температура частиц, газа и стенок сосуда соответственно;  $T_*$  — масштабная температура, выбор которой будет пояснен в ходе решения;  $T_0, T_{g0}$  — начальные температуры частиц и газа;  $t$  — время;  $r_0, r$  — начальный и текущий размер реакционной поверхности частицы;  $B$  — массовая концентрация частиц в газозвеси;  $\lambda_g$  — коэффициент теплопроводности газа;  $C, C_g$  — удельные теплоемкости частиц и газа;  $\rho, \rho_0, \rho_g$  — плотности частиц, окислов и газа;  $q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы конденсированного вещества частицы;  $E$  — энергия активации;  $k$  — предэкспоненциальный множитель в скорости реакции;  $a_0$  — концентрация окислителя в газе;  $R$  — газовая постоянная,  $m$  — порядок реакции по окислителю;  $\nu$  — отношение массы окислителя к массе частиц в стехеометрической газозвеси;  $\text{Nu}, \text{Nu}_g$  — числа Нуссельта теплообмена частиц с газом и газозвеси со стенками сосуда;  $L, V$  — характерный размер и объем сосуда;  $\Sigma$  — поверхность теплоотдачи сосуда;  $N$  — число частиц в единице объема газозвеси;  $s, s_1$  — параметры, принимающие значения  $s = \nu, s_1 = [(1 + \nu)(\rho/\rho_0) - 1]$  и  $s = -1, s_1 = -1$  в случае конденсированных и газообразных продуктов реакции соответственно.

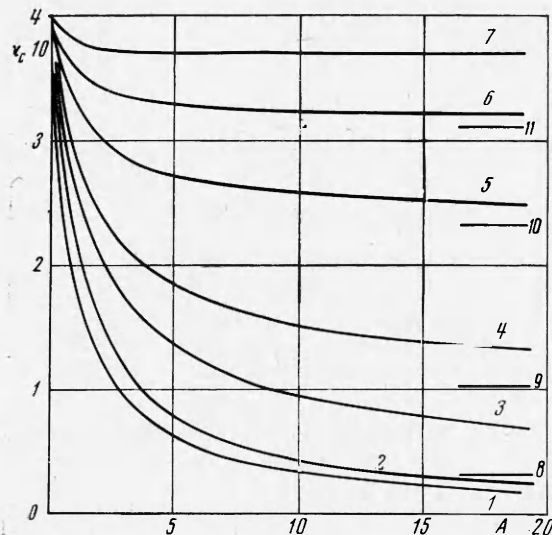
Первый член правой части уравнения (1.1) описывает скорость тепловыделения на поверхности частицы, это выражение входит и в уравнение скорости выгорания частицы. Второй член правой части уравнения (1.2) описывает теплонакопление в газе, обусловленное массообменом между частицами и газом. Остальные члены описывают теплообмен частиц с газом и газозвеси со стенками сосуда. Кинетическая функция  $\varphi(\eta)$  (1.4) записана с учетом выгорания окислителя и изменения реакционной поверхности частицы.

При записи теплового потока от частицы в газ (второй член уравнения (1.1)) учтено, что поверхность теплоотдачи пропорциональна квадрату размера частицы, а коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален размеру частицы.

Дальнейшее исследование проведем для кинетической функции в трех предельных режимах

$$(1.6) \quad \varphi_1 = (1 - \eta)^{2/3}, \quad \varphi_2 = (1 - \eta)^{m+2/3}, \quad \varphi_3 = \left(1 - \frac{\nu}{a_0} \frac{B}{1-B} \eta\right)^m$$

где  $\varphi_1$  — избыток окислителя  $\nu B / a_0 (1 - B) \ll 1$ ,  $\varphi_2$  — стехеометрическая смесь  $\nu B / a_0 (1 - B) = 1$ ,  $\varphi_3$  — недостаток окислителя  $\nu B / a_0 \times$



Фиг. 1

$\times (1 - B) \gg 1$ . Случай недостатка окислителя заменой  $\eta' = \eta \nu B / a_0 (1 - B)$  сводится к случаю избытка окислителя, при этом параметр  $\gamma$  заменяется на параметр  $\gamma' = \gamma \nu B / a_0 (1 - B)$ .

2. Рассмотрим критические условия воспламенения газовзвеси. Тепловые потери от газовзвеси в стенки сосуда и выгорание лимитирующей компоненты (частиц либо окислителя) приводят к появлению критических условий воспламенения. Критические условия воспламенения в невырожденных режимах ( $\gamma \ll 1$ ) рассматривались в [2-5].

В данной работе влияние параметра  $\gamma$  на пределы воспламенения газовзвеси предварительно исследовалось численным интегрированием системы (1.1)–(1.5) для случая конденсированных продуктов реакции при избытке окислителя и начальной температуре газовзвеси, равной температуре стенок сосуда ( $\theta_0 = \theta_{g0} = \hat{\theta}_w = 0$ ). На фиг. 1 приведены результаты численного расчета зависимости критического значения параметра  $\kappa$  от  $A$  и  $\gamma$  при  $\hat{p} = 0$ :  $\kappa_c = \kappa_c(A, \gamma)$ . Кривая 1 соответствует критическому условию по тепловым потерям без учета выгорания ( $\gamma_0 = 0$ ) [2]

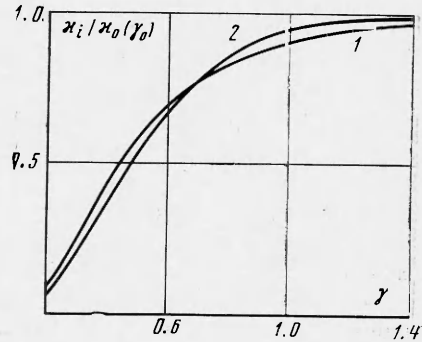
$$(2.1) \quad \kappa_c = 1/(1 + A) e$$

а кривые 2–7 — полному критическому условию ( $\gamma_0 = 0.016$ ) при различных концентрациях: 2 —  $B = 0.32$ ,  $\gamma = 0.05$ ; 3 —  $B = 0.08$ ,  $\gamma = 0.2$ ; 4 —  $B = 0.0532$ ,  $\gamma = 0.3$ ; 5 —  $B = 0.0318$ ,  $\gamma = 0.503$ ; 6 —  $B = 0.0228$ ,  $\gamma = 0.7$ ; 7 —  $B = 0.016$ ,  $\gamma = 1$ .

Отрезки прямых 8—11 изображают предельное положение кривых 3—6 при  $A \rightarrow \infty$ . Кривые 2—7 при  $A = 0$  сходятся в точке, которая отвечает критическому условию воспламенения одиночной частицы с учетом выгорания ( $\gamma_0 \neq 0$ ). Влияние выгорания на воспламенение одиночной частицы рассматривалось в [6], рассчитанное смещение критического условия из-за выгорания определяется зависимостью

$$(2.2) \quad \kappa_0 = \frac{1}{e} \left[ 1 + 2.7 \left( \frac{2}{3} \gamma_0 \right)^{1/3} \right]$$

С увеличением параметра  $A$   $\kappa_c$  уменьшается и асимптотически приближается к значению  $\kappa_i$ , зависящему от параметра  $\gamma$ ; в этой области по параметру  $A$  воспламенение ограничивается критическим условием по выгоранию частиц, которое не зависит от теплоотдачи из системы [2,3]. На фиг. 2 показана зависимость отношения  $\kappa_i/\kappa_0(\gamma_0)$  от параметра  $\gamma$  (кривая 1). С увеличением  $\gamma$  критическое условие воспламенения газозвеси асимптотически приближается к критическому условию воспламенения одиночной частицы, оставаясь четко выраженным при любых значениях параметра  $\gamma$ . В отличие от газозвесей в гомогенных газовых и конденсированных системах переход в область вырожденного теплового взрыва сопровождается исчезновением критических условий [8].



Фиг. 2

Результаты численного расчета критического условия  $\kappa_c = \kappa_c(A, \gamma)$  с удовлетворительной степенью точности могут быть аппроксимированы формулой

$$(2.3) \quad \kappa_c = \kappa_i(\gamma) + [\kappa_0 - \kappa_i(\gamma)] \frac{1}{1+A}$$

С помощью (2.3) можно выделить область параметров, в которой тепловые потери слабо влияют на критическое условие и на период индукции. Газозвесь можно считать адиабатической, если

$$(2.4) \quad \kappa > \kappa_c \gg [\kappa_0 - \kappa_i(\gamma)] / (1+A)$$

Для определения аналитической зависимости  $\kappa_i(\gamma)$  воспользуемся тем, что предвзрывной разогрев в газозвесах протекает в квазистационарном режиме [9], когда в каждый момент времени между частицами и газом существует тепловое равновесие, смещающееся из-за прогрева газа и изменения скорости тепловыделения на частице. Пренебрегая производной в уравнении прогрева частицы (1.1), получим алгебраическое уравнение  $F(\theta, \theta_g, \eta) = 0$ . При выполнении условия (2.4), когда тепловые потери в стенки сосуда не влияют на воспламенение, из системы уравнений (1.1)—(1.3) следует баланс полной энергии газозвеси

$$B\theta + (1-B)\theta_g = \eta/\gamma - sB\eta(\theta - \theta_g)$$

В балансе полной энергии пренебрежем нелинейным членом  $sB\eta(\theta - \theta_g)$ , малость которого по сравнению с остальными обеспечивается при условии  $sB\gamma \equiv s\gamma_0 \ll 1$ , которое выполняется, поскольку параметр  $\gamma_0$  в системах, способных к воспламенению, значительно меньше единицы. В уравнении  $F(\theta, \theta_g, \eta) = 0$  в случае конденсированных продуктов реакции будем пренебрегать изменением размера частицы, связанным с различием

плотностей вещества частиц и окислов и с увеличением массы частицы за счет присоединяющегося кислорода (для частиц магния, например,  $s_1 = -0.2$  и при полном окислении размер частицы уменьшается на 7%).

Решая систему двух упрощенных трансцендентных алгебраических уравнений, найдем квазистационарную связь между глубиной выгорания частиц  $\eta$  и их температурой  $\theta$

$$(2.5) \quad \eta = 1 - \gamma | \gamma^{-1} - \theta | \Psi^3(U, K)$$

Параметр  $K$  в (2.5) описывает условия протекания реакции:  $K = 2/3$  — избыток окислителя, конденсированные продукты реакции;  $K = 1/3$  — избыток окислителя, газообразные продукты реакции;  $K = 2/3 + m$  — стехеометрическое соотношение частиц и окислителя, конденсированные продукты;  $K = m + 1/3$  — стехеометрическое соотношение, газообразные продукты;  $K = m$  — недостаток окислителя

$$U = \exp(z) \exp[-(\gamma^{-1} - \theta) / |\gamma^{-1} - \theta|^{1-k}] \\ z = \gamma^{-1} - K \ln \gamma^{-1} + \ln [\kappa (1 - B)]$$

Функция  $\Psi(U, K)$  находится из уравнения

$$(2.6) \quad \Psi^3 - U \Psi^{\pm 3} + 1 = 0$$

в котором верхний знак выбирается при  $\theta < \gamma^{-1}$ , нижний — при  $\theta > \gamma^{-1}$ .

Численные расчеты по системе уравнений (1.1)–(1.5) показывают, что интегральная кривая  $\eta[\theta(\tau)]$  близка к кривой (2.5) до тех пор, пока не достигаются условия, при которых становится невозможным квазистационарное тепловое равновесие между частицами и газом и происходит резкий отрыв температуры частиц от температуры газа — воспламенение частиц в газозвеси. Эти условия достигаются вблизи температуры  $\theta_2$ , при которой уравнение (2.5), разрешенное относительно  $\theta$ , не имеет решения. Температура  $\theta_2$  находится из уравнения  $d\theta/d\eta = \infty$  либо из эквивалентного ему  $d\eta/d\theta = 0$

$$(2.7) \quad \gamma^{-1} - \theta_2 = \Phi(z, K)$$

Функция  $\Phi(z, K)$  удовлетворяет трансцендентному уравнению

$$(2.8) \quad z = \Phi - K \ln \left[ \left( K + \frac{1}{3} \right) + \Phi \right] + (1 - K) \ln \left[ 1 - \frac{K - 2/3}{\Phi + (K - 2/3)} \right]$$

Воспламенение частиц в газозвеси после достижения температуры  $\theta_2$  сопровождается резким самоускорением реакции как бы ни был мал тепловой эффект на единицу массы газозвеси. В гомогенных системах в отличие от газозвесей уменьшение теплового эффекта приводит к исчезновению резкого самоускорения реакции [8].

Газозвесь воспламеняется при значениях параметров  $z, K$ , для которых существует решение уравнения (2.8); в критических условиях по выгоранию решение уравнения (2.8) отсутствует.

Уравнение (2.8) не имеет решения при  $d\Phi/dz = \infty$ , значение функции  $\Phi$  при этом удовлетворяет уравнению

$$(2.9) \quad \frac{[\Phi_i + 1/3]}{[\Phi_i + K + 1/3]} = (1 - K) (2/3 - K) / \Phi_i \times \\ \times [\Phi_i + (K - 2/3)]$$

где  $\Phi_i$  — значение функции  $\Phi$  в критических условиях по выгоранию.

Если в (2.8) подставить  $\Phi = \Phi_i$ , найденное из (2.9) и записать параметр  $z = z_i$ , то получим связь между параметрами в критических условиях по

выгоранию

$$(2.10) \quad \ln \frac{\kappa_0(0)}{\kappa_i} = (\gamma^{-1} - K) + K \ln(\gamma K) - \ln[f(K)] + \ln(1 - B)$$

$$f(K) = \exp[\Phi_i + 1 - K] \frac{\Phi_i}{\Phi_i + (K - 2/3)} \left[ \frac{\Phi_i - (K - 2/3)}{\Phi_i} + \frac{(1 - K)(K - 2/3)}{\Phi_i^2} \right]^K$$

где  $\kappa_0(0)$  — критическое значение параметра  $\kappa$  для одиночной частицы без учета выгорания ( $\gamma_0 = 0$ ):  $\kappa_0(0) = e^{-1}$ . При  $\gamma \ll 1$  критическое условие по выгоранию (2.10) переходит в критическое условие в области невырожденности теплового воспламенения, полученное в [2,3].

Численные расчеты показывают, что предвзрывной разогрев начинается существенно нестационарной стадией прогрева частиц, переходящей в квазистационарную стадию, на которой происходит основное выгорание частиц. Формула (2.10), полученная из рассмотрения только второй, квазистационарной стадии, не учитывает выгорание частиц на первой стадии и поэтому в нее входит параметр  $\kappa_0(\gamma_0)$  при  $\gamma_0 = 0$ .

Рассмотрим подробнее случай конденсированных продуктов реакции:  $s = \nu$ ,  $K = 2/3$ . Уравнения (2.7), (2.9) при  $K = 2/3$  имеют решения  $\theta_2 = \gamma^{-1} + 1/3$ ,  $\Phi_i = -1/3$ , а функция  $f(K)$  равна единице. Зависимость отношения  $\kappa_i/\kappa_0(0)$  от параметра  $\gamma$  при  $K = 2/3$  нанесена на фиг. 2 (кривая 2). При  $\gamma \geq 3/2$  приближенное критическое условие воспламенения газозвеси (2.10) совпадает с критическим условием воспламенения одиночной частицы, в то время как численный расчет (фиг. 2, кривая 1) показывает их асимптотическое сближение. С достаточной степенью точности можно считать, что и в численных расчетах при  $\gamma \geq 3/2$   $\kappa_i$  практически не отличается от  $\kappa_0(\gamma_0)$ .

Найдем изменение глубины выгорания при удалении от критического условия по выгоранию. С помощью (2.5), (2.6) можно показать, что при температуре срыва с квазистационарного режима  $\theta_2$  функция  $\Psi$  удовлетворяет соотношению

$$(2.11) \quad \Psi^3 + 1 = 1/|\gamma^{-1} - \theta_2|$$

Подставляя (2.11) в (2.5), получим выражение для глубины выгорания частиц в момент воспламенения ( $\eta_2$ )

$$(2.12) \quad \eta_2 = \gamma(\theta_2 - 1)$$

где  $\theta_2$  рассчитывается по формуле (2.7), в которую входит решение уравнения (2.8)  $\Phi(z, 2/3)$ . Глубина выгорания частиц в критических условиях по выгоранию  $\eta_i$  определится формулой (2.12), если подставить  $\theta_i = \gamma^{-1} + 1/3$

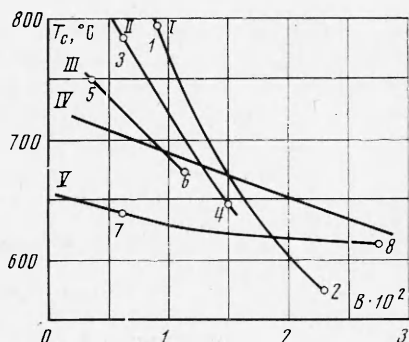
$$(2.13) \quad \eta_i = 1 - 2/3 \gamma$$

Соотношение (2.13) показывает, что воспламенить газозвесь можно лишь на глубинах превращения, не превышающих  $\eta_i(\gamma)$ . Если в процессе предвзрывного разогрева глубина выгорания превысила  $\eta_i(\gamma)$ , то дальнейший разогрев к воспламенению газозвеси не приведет. Формула (2.13) справедлива при  $\gamma < 3/2$ , пока различаются критические условия воспламенения газозвеси и одиночной частицы; если  $\gamma > 3/2$ , то в квазистационарном приближении следует считать  $\eta_i = 0$ . Численные расчеты показывают асимптотическое приближение  $\eta_i$  к глубине выгорания одиночной частицы в критических условиях [6]  $\eta_0(\gamma_0)$

$$(2.14) \quad \eta_0(\gamma_0) = 2.7 (\gamma_0^2 / 2/3)^{1/3}$$

которая при реальных значениях параметра  $\gamma_0$  оказывается малой (при  $\gamma_0 = 0.016$ ,  $\eta_0(\gamma_0) \approx 0.2$ ).

Зависимость глубины выгорания частиц от удаления от предела воспламенения по параметру  $\kappa$ , рассчитанная по приближенной формуле (2.12), удовлетворительно совпадает с зависимостью, полученной численными расчетами по системе уравнений (1.1)—(1.5). При  $\gamma = 0.117$  увеличение параметра  $\kappa$  от  $\kappa_i = 0.0025$  до 0.0425 приводит к уменьшению глубины выгорания в численных расчетах от 0.922 до 0.4, по приближенным формулам — от 0.922 до 0.32.



Фиг. 3

3. Проиллюстрируем зависимость критической температуры воспламенения газозвеси  $T_c$  от размера и концентрации частиц, которая следует из полученных формул. Тепловой эффект реакции и теплоемкость частиц зададим равными  $6 \text{ ккал/г} \cdot \text{град}$  и  $0.25 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ . Чтобы воспользоваться формулой (2.3), нужно знать зависимости  $\kappa(r_0, T_c)$  и  $A(r_0, B)$ , связанные с условиями проведения опыта;  $\kappa(r_0, T_c)$  определим из экспериментальной зависимости критической

температуры воспламенения одиночной частицы магния ( $T_c^0$ ) от размера, полученной в [9]

$$(3.1) \quad \kappa = 10^{9.3} (r_0/T_c^2) \exp[-23\,000 / RT_c]$$

Зависимость  $A(r_0, B)$  выберем такой, чтобы для частиц размером  $55 \text{ мк}$  параметр  $A$  был меньше единицы во всем диапазоне исследуемых концентраций

$$(3.2) \quad A = 3 \cdot 10^4 \frac{B}{r_0^2 (1-B)}$$

Критическая температура воспламенения газозвеси в зависимости от концентрации частиц при различных размерах частиц нанесена на фиг. 3. Кривые I—V соответствуют размерам: I—7, II—12, III—15, IV—35, V—55 мк. Цифрами 1—8 отмечены точки, для которых расчетные значения параметров представлены ниже,  $T_c(\gamma = 0)$  и  $T_c(A = \infty)$  — критические температуры воспламенения газозвеси без учета выгорания частиц и тепловых потерь соответственно.

№	1	2	3	4	5	6	7	8
$r_0, \text{ мк}$	7	7	12	12	15	15	55	55
$B \cdot 10^2$	0.94	2.3	0.64	1.5	0.33	1.13	0.64	2.78
$\gamma_0 \cdot 10^3$	4.1	2.3	3.9	2.7	3.6	3.1	3.5	2.9
$\gamma$	0.43	0.10	0.60	0.18	1.12	0.27	0.54	0.10
$A$	5.55	13.8	1.28	3.12	0.42	1.45	0.06	0.34
$\kappa_i/\kappa_0(0)$	0.45	$e^{-7}$	0.67	0.04	0.95	0.16	0.6	$e^{-7}$
$T_c^0, \text{ }^\circ\text{C}$	875	875	840	840	775	775	650	650
$T_c, \text{ }^\circ\text{C}$	787	572	772	647	757	677	641	622
$T_c(\gamma = 0)$	672	572	717	637	732	672	637	622
$T_c(A = \infty)$	767	377	752	427	757	602	607	302

Из таблицы следует, что в точках 1, 3, 5 критические условия определяются выгоранием, а в точках 2, 4, 6, 7, 8 — тепловыми потерями в стенке.

сосуда. На кривых *I*, *II*, *III* уменьшение концентрации частиц при постоянном размере сопровождается переходом в вырожденные режимы воспламенения:  $\gamma$  увеличивается,  $T_c$  приближается к  $T_c^0$ , влияние теплотерь на критическую температуру воспламенения по сравнению с влиянием выгорания уменьшается (см. таблицу).

Сравнение теоретической зависимости  $T_c(r_0, V)$  на фиг. 3 с экспериментальными результатами [9] показывает их качественное согласие, но теоретические кривые смещены в область концентраций, которые меньше экспериментальных значений в шесть раз. Количественное сопоставление опытных и расчетных зависимостей затруднено из-за отсутствия достаточной ясности в условиях проведения опытов [9].

Поступила 15 IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Клячко Л. А. Воспламенение совокупности частиц при гетерогенной реакции. Теплоэнергетика, 1966, № 8.
2. Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Критические условия самовоспламенения совокупности частиц. Физика горения и взрыва, 1969, т. 5, № 1.
3. Лисицын В. И., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. О периоде индукции при воспламенении совокупности частиц. Физика горения и взрыва, 1971, т. 7, № 1.
4. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. Критические условия самовоспламенения полидисперсной газозвеси частиц твердого горючего. Физика горения и взрыва, 1971, т. 7, № 1.
5. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. Предел воспламенения монофракционной газозвеси. Физика горения и взрыва, 1974, т. 10, № 1.
6. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
7. Мержапов А. Г., Дубовицкий Ф. И. Современное состояние теории теплового взрыва. Усп. химии, 1966, т. 35, вып. 5.
8. Мержапов А. Г., Зеликман Е. Г., Абрамов В. Г. Вырожденные режимы теплового взрыва. Докл. АН СССР, 1968, т. 180, № 3, стр. 639.
9. Cassel H. M., Liebman I. The cooperative mechanism in the ignition of dust dispersions. Combustion and Flame, 1959, vol. 3, No. 4.