

5. P. A. Libby. ARSJ, 1962, 32, 3, 388.
6. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
7. R. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 6, 1193.
8. O. Brevig, F. Sharokhi. Paper № 71—5, 1971, AIAA, New York.
9. G. Moretti. AIAAJ, 1965, 3, 2, 223.
10. C. Treanor. Math. Comp., 1966, 20, 93, 39.
11. A. Ferri, P. A. Libby, V. Zakay. Proc. of the Internal. Council of the Aeronautical Sciences, Third congress, Stockholm, 1962, Washington — London, 1964, 1089.
12. F. Suttrop. Zeitschrift für Flugwissenschaften, 1971, 19, 4, 163.
13. В. И. Головичев, В. И. Димитров, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1973, 9, 1, 95.
14. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрыв в газах. М., «Мир», 1968.
15. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1972, 22, 3, 480.

УДК 536.46

РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ РЕАГИРУЮЩЕЙ СМЕСИ ГАЗОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. М. Гришин, Е. Е. Зеленский, А. С. Якимов

(Томск)

В последнее время интенсивно развиваются исследования по плазмохимии [1]. В связи с этим представляет интерес изучение закономерностей протекания химических реакций в сильном электрическом поле. Химические реакции, возбуждаемые электрическим полем, известны в газовой электрохимии [2]. Данное исследование представляет интерес для решения проблемы взрывобезопасности при наличии сильного электрического поля, а также для теории искрового воспламенения, так как обычно при зажигании искрой предпробойные процессы не учитываются [3, 4].

В настоящей работе предложена простая математическая модель воспламенения газообразного реагента в сильном электрическом поле, основанная на теории ударной ионизации Таунсенда [5]. При помощи ЭВЦМ изучено влияние электрического поля на механизм и характеристики теплового воспламенения.

Постановка задачи

Пусть между двумя электродами определенной конфигурации находится реакционноспособная смесь газов. В момент времени $t=0$ на электроды подается трапециидальный импульс напряжения заданной формы (рис. 1) длительности t_i и амплитуды $U_{ст}$, в результате чего в газе развиваются процессы, ведущие к появлению свободных носителей зарядов, их размножению и формированию в конечном счете электрического пробоя в газе. Направленный поток электронов приводит, с одной стороны, к разогреву газа за счет выделения в нем джоулева тепла и в связи с этим — к инициированию химических реакций, а с другой стороны, он может вступать во взаимодействие с веществом среды с образованием продуктов, которые могут участвовать в последующих химических реакциях и процессе ионизации.

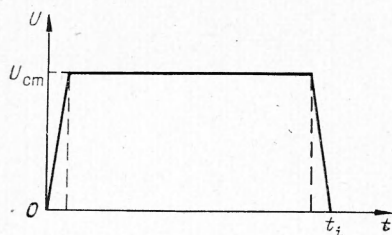


Рис. 1. Зависимость потенциала $U_{ст}$ от времени.

Сформулируем основные допущения, принятые в данной работе:

1) ударная ионизация газа осуществляется заряженными частицами одного сорта — электронами, вторичные процессы на катоде не учитываются;

2) химическое взаимодействие носителей заряда с веществом не учитывается и считается, что эффект ударной ионизации сводится к джоулеву нагреву среды;

3) возникновение и развитие электронных лавин подчиняется механизму ударной ионизации Таунсенда [5], причем первичный ток является током катодной эмиссии;

4) электроды некаталитические и имеют постоянную во все время процесса температуру T_0 ;

5) реагирующая смесь бинарна; термобародиффузия, а также амбинолярная диффузия не учитываются;

6) массовые силы, вязкостная диссипация энергии, а также перенос энергии излучением не учитывается;

7) в системе имеет место одна экзотермическая химическая реакция первого порядка, следующая закону Аррениуса.

Принятая в работе физическая модель не отражает в полной мере всю совокупность процессов, которые могут иметь место при возбуждении химических реакций в слабоионизованной плазме. В частности, не учитываются процессы возбуждения и диссоциации атомов и молекул электронным ударом, процессы дезактивации, рекомбинации, многотемпературность плазмы и др. Однако ее можно принять за основу для анализа явления воспламенения реакционноспособной системы вследствие джоулева нагрева.

Рассматривается система, состоящая из двух плоскопараллельных электродов бесконечной протяженности. В этом случае электрическое поле однородно по пространству. В результате действия заданного импульса напряжения в газе инициируется экзотермическая химическая реакция. Необходимо определить межэлектродное расстояние, при котором еще реализуется воспламенение реагента, время воспламенения, а также проследить основные закономерности развития процесса воспламенения в пространстве и во времени.

Математически поставленная выше задача сводится к решению следующей системы уравнений, записанной в переменных Лагранжа,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} &= -\rho'^2 \frac{\partial U}{\partial x}, \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} &= \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(M \rho' \frac{\partial U}{\partial x} \right), \\ \rho' \bar{C}_p \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial P}{\partial t} + \rho' \frac{\partial}{\partial x} \left(A \rho' \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q k_0 \rho' C \exp \left(-\frac{E_a}{RT} \right) + \\ &+ (C_{p1} - C_{p2}) \rho'^3 D \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial x} + J \cdot E, \\ \frac{\partial C}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho'^2 D \frac{\partial C}{\partial x} \right) - k_0 \rho' C \exp \left(-\frac{E_a}{RT} \right), \\ \frac{\partial Y}{\partial t} &= U, \\ P &= \rho' R T \left(\frac{C}{M_1} + \frac{1-C}{M_2} \right), \\ J &= J_0 \exp (A Y), \quad A = \frac{1}{h} \exp \left(-\frac{W}{h E g} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

с граничными и начальными условиями:

$$U|_{x=0} = U|_{x=x_*} = 0, \quad U|_{t=0} = 0, \quad (2)$$

$$T|_{x=0} = T|_{x=x_*} = T_0, \quad T|_{t=0} = T_0, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=x_*} = 0, \quad C|_{t=0} = C_0, \quad (4)$$

$$\rho'|_{t=0} = \rho'_0, \quad (5)$$

$$x_* = \int_0^L \rho' dY = \rho'_0 L. \quad (6)$$

Здесь ρ' — плотность, U — скорость, t — время, Y — Эйлерова координата, отсчитываемая от катода, $x = \int_0^Y \rho' dY$ — Лагранжева координата, P — давление, M — коэффициент динамической вязкости, C — массовая концентрация непрореагировавших молекул, $\bar{C}_p = C \cdot C_{p1} + (1-C) \cdot C_{p2}$, C_{p1} , C_{p2} — соответственно средняя теплоемкость смеси и теплоемкости компонентов при постоянном давлении, T — абсолютная температура, Λ — коэффициент теплопроводности смеси, q — тепловой эффект химической реакции, E_a — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, D — коэффициент диффузии, J и E — соответственно плотность электрического тока и напряженность электрического поля, M_1 и M_2 — молекулярные веса компонентов, L — межэлектродное расстояние, C_0 — начальная концентрация реагента, I_0 — начальная плотность электрического тока; A — первый коэффициент ударной ионизации Таунсенда, W — энергия ионизации, h — длина свободного пробега электрона, g — заряд электрона, ρ'_0 — начальная плотность газа.

Система уравнений (1) представляет собой частный случай однотемпературной математической модели течений низкотемпературной плазмы, изложенной в [6]. При записи этой системы уравнений был опущен член, характеризующий вязкую диссипацию энергии, так как его величина мала по сравнению с остальными членами уравнения энергии, и опущены уравнения Максвелла, поскольку по постановке задачи напряженность поля $E(t)$ — заданная функция времени.

Вводя безразмерные переменные, получим систему уравнений (1) и граничные условия (2) — (6) в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} &= -\rho^2 \frac{\partial u}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial \rho}{\partial \xi} &= \frac{4}{3} \frac{\text{Pr}}{\delta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho \frac{\partial u}{\partial \xi} \right), \\ \rho c_p \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= \sigma \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\rho}{\delta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \rho \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \rho c \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + \frac{L_1}{\delta} (1 - \pi_1) \rho^3 d \times \\ &\quad \times \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \frac{\partial c}{\partial \xi} + k \cdot j e, \\ \frac{\partial c}{\partial \tau} &= \frac{L_1}{\delta} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho^2 d \frac{\partial c}{\partial \xi} \right) - \gamma c \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \\ \frac{\partial y}{\partial \tau} &= u, \\ p &= \rho (1 + \beta \theta) \cdot [c + (1 - c) \pi_2], \\ j &= \exp(m \sqrt{\delta} \alpha y), \quad \alpha = \rho [c + (1 - c) \pi_2] \exp \left(\frac{b \rho [c + (1 - c) \pi_2]}{e} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} u|_{\xi=0} &= u|_{\xi=1} = 0, \quad u|_{\tau=0} = 0, \\ \theta|_{\xi=0} &= \theta|_{\xi=1} = 0, \quad \theta|_{\tau=0} = 0, \\ \frac{\partial c}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} &= \frac{\partial c}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = 0, \quad c|_{\tau=0} = 1, \\ \rho|_{\tau=0} &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Здесь $\tau = \frac{t}{t_0}$, $\xi = \frac{x}{x_*}$, $y = \frac{Y}{L}$ — безразмерные время, Лагранжева и Эйлера координаты соответственно; $\rho = \frac{\rho'}{\rho_0}$, $p = \frac{P}{P_0}$,

$$u = \frac{Ut_0}{L}, \quad \theta = \frac{E_a}{RT_0^2}(T - T_0), \quad c = \frac{C}{C_0}, \quad j = \frac{J}{J_0}, \quad e = \frac{E}{E_{ст}}$$

— безразмерные плотность, давление, скорость, температура, концентрация реагента, плотность электрического тока, напряженность электрического поля соответственно, $t_0 = \frac{C_{p1}RT_0^2}{qk_0C_0E_a} \exp\left(\frac{E_a}{RT_0}\right)$ — характерное «химическое» время, $P_r = M_0C_{p1}\Lambda_0^{-1}$ — число Прандтля, $L_1 = \rho_0D_0C_{p1}\Lambda_0^{-1}$ — число Льюиса—Семенова; $\sigma = qk_0C_0E_a\rho_0L^2(\Lambda_0RT_0^2)^{-1} \exp\left(-\frac{E_a}{RT_0}\right)$ — критерий Франк-Каменецкого, $\sigma = E_a(C_{p1}T_0)^{-1}$, $\omega = P_0t_0^2(\rho_0L^2)^{-1}$, $\gamma = C_{p1}RT_0^2(qE_a)^{-1}$, $\beta = RT_0E_a^{-1}$, $b = -W(h_0E_{стg})^{-1}$, $k = J_0E_{ст}(qk_0 \times C_0\rho_0)^{-1} \exp\left(\frac{E_a}{RT_0}\right)$, $m = T_0h_0^{-1}(\Lambda_0R)^{0.5}(qk_0C_0E_a)^{-0.5} \exp\left(\frac{E_a}{2RT_0}\right)$, $\pi_1 = C_{p2}/C_{p1}$, $\pi_2 = M_1/M_2$ — безразмерные параметры; $c_p = c + (1-c)\pi_1$, α — безразмерные функции, индекс 0 относится к начальным значениям изменяющихся параметров.

Режимы воспламенения в плоском одномерном поле

Система уравнений (7) решалась численно на ЭВЦМ класса БЭСМ-4 при помощи итерационно-интерполяционного метода [7]. При этом дополнительно для простоты считалось, что безразмерные параметры π_1 и π_2 равны единице, а коэффициенты переноса Λ , M , и $\rho'D$ пропорциональны $T^{0.5}$.

В результате расчетов обнаружены два режима воспламенения: самовоспламенение и зажигание. Первый из них реализуется при малых значениях $m\sqrt{\delta\alpha}$ и характерен тем, что максимум температуры и воспламенение реагента имеют место в центре симметрии системы. Приведенные на рис. 2 распределения температуры, концентрации, скорости и давления для различных моментов времени соответствуют режиму самовоспламенения.

Режим зажигания реализуется при больших $m\sqrt{\delta\alpha}$ и температурная кривая, отвечающая зажиганию, имеет резко выраженный максимум вблизи анода. На рис. 3 приведены поля температуры, концентрации, скорости и давления для режима зажигания. Зародившийся у анода максимум θ смещается затем к центру симметрии системы, и воспламенение происходит на некотором расстоянии y_* от центра симметрии системы.

Таким образом, в результате действия объемных электрических источников тепла осуществляется нормальный режим зажигания, который реализуется до электрического пробоя и характеризуется малым выгоранием реагента при значительном росте температуры. Этот режим при зажигании реагента тепловым диполем обнаружен в работах [8, 9]. В точке воспламенения смесь затем полностью выгорает и в обе стороны от этого места начинают распространяться два фронта горения (см. рис. 2, 3). За счет тепловыделения в зоне максимума θ газ начинает двигаться в обе стороны от места воспламенения. Поэтому экстремумы скорости и давления движутся в разные стороны от зоны тепловыделения. Плотность газа в области высокой температуры уменьшается незначительно.

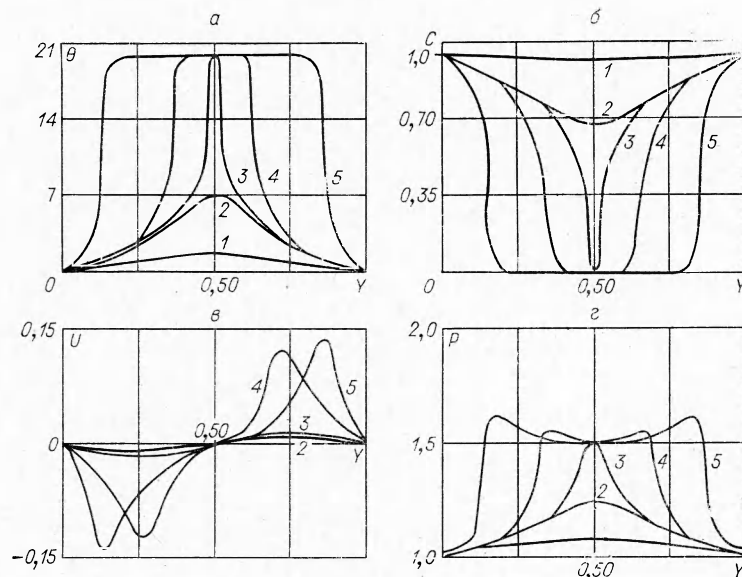


Рис. 2. Распределения температуры, концентрации, скорости и давления при самовоспламенении реагента, $\delta=32$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,05$, $k=10^{-12}$, $b=-2,8$, $\tau_i=10^{-2}$.
1 — $\tau=0,6653$; 2 — $1,0705$; 3 — $1,0799$; 4 — $1,1257$; 5 — $1,1958$.

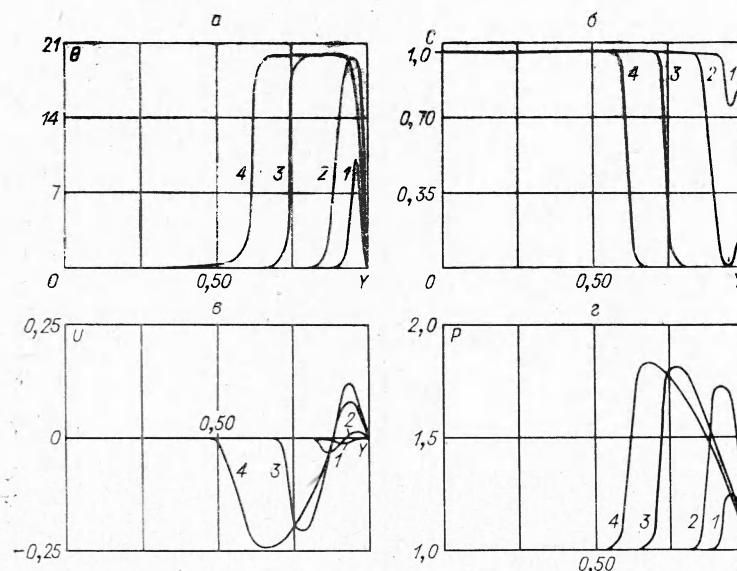


Рис. 3. Поля температуры, концентрации, скорости и давления для режима зажигания, $\delta=34$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,05$, $k=10^{-12}$, $b=-2,8$, $\tau_i=10^{-2}$.
1 — $\tau=0,026607$; 2 — $0,03707$; 3 — $0,0904$; 4 — $0,12718$.

Отметим, что воспламенение реагента может происходить как в момент действия электрического импульса, так и с некоторой задержкой после окончания импульса.

Проведенные численные расчеты показали, что для нормального режима воспламенения гидродинамические факторы, как и следовало ожидать, слабо влияют на характеристики воспламенения. В таблице приведены времена воспламенения τ_* с учетом гидродинамики процесса (верхняя строка τ_*) и без учета гидродинамических явлений

($m=100$, $b=-2,8$, $\tau_1=2$, $k=10^{-12}$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,02$).

δ	20	23	24	25	26	27	28
τ_*	1,3696 1,3657	1,2645 1,2372	1,1949 1,1339	1,1873 1,1185	0,9761 0,9439	0,8587 0,8364	0,6935 0,6639

Отметим также, что для нормального режима воспламенения перенос энергии диффузией можно не учитывать, так как выгорание реагента мало вплоть до момента воспламенения. Из результатов расчетов также следует, что для этого режима воспламенения учет работы сил сжатия не приводит к существенному эффекту.

Процесс смены режимов воспламенения, так же как и в [10], удобно характеризовать графиком $y_* = y_*(\delta)$ при фиксированных m, k, b , где y_* — координата максимума температуры в момент воспламенения. На рис. 4 приведены графики $y_* = y_*(\delta)$ и времени воспламенения $\tau_* = \tau_*(\delta)$ при различных значениях параметра k . Величина δ_* , данная на этом рисунке, есть взрывной предел, т. е. при $\delta < \delta_*$ воспламенение реагирующей системы отсутствует вследствие того, что теплоотвод в электроды превышает тепловыделение от химических реакций и электрических источников. Приведенная на том же рисунке величина δ_*^0 является верхним пределом самовоспламенения. При $\delta_* < \delta < \delta_*^0$ координата $y_* = 0,5$ и реализуется самовоспламенение. При $\delta > \delta_*^0$ y_* быстро растет с ростом δ и реализуется режим зажигания. В отличие от зажигания тепловым диполем, δ_*^0 в данном случае имеет такое же четко выраженное значение, как и δ_* , т. е. смена режимов происходит резко. Обращает на себя внимание значительное влияние электрического поля на величину δ_*^0 (см. рис. 4). Эти факты, по-видимому, объясняются экспоненциальной зависимостью интенсивности электрических источников тепла от δ .

Расчеты показали, что время воспламенения τ_* при самовоспламенении слабо зависит от k , характеризующего начальную плотность тока, а при переходе в область зажигания τ_* резко уменьшается (см. рис. 4). Установлено, что при увеличении k , величина δ_*^0 уменьшается и переходная зона сужается.

На рис. 5 приведены графики δ_*^0 в зависимости от k и длительности импульса τ_i . С уменьшением τ_i величина δ_*^0 возрастает, а переходная зона при этом сужается. При уменьшении амплитуды импульса (параметр b) происходит резкое увеличение δ_*^0 и сглаживание профилей $y_* = y_*(\delta)$ и $\tau_* = \tau_*(\delta)$ (рис. 6).

Результаты расчетов по определению взрывного предела δ_* и периода индукции τ_0 в случае постоянного поля могут быть представлены следующими приближенными формулами, при выводе которых за основу брались интерполяционные формулы, полученные в [11].

$$\delta_* = \delta_{*0} (1 + 2,4\gamma^{2/3}) \cdot (1 + \beta) \cdot (1 - 5860k), \quad (9)$$

$$\tau_0 = \left[1 + 0,62 \frac{1 - 4\Delta^{-2} \sqrt{\gamma}}{(\Delta - 0,95)^{0,9}} \right] \left[1 - \left[\frac{1 + 1,5(1 - 0,1\Delta)}{16} \right] [1 - 30 \sqrt{k}] \right], \quad (10)$$

$$\delta_{*0} = 3,52, \quad \Delta = \frac{\delta}{\delta_*}.$$

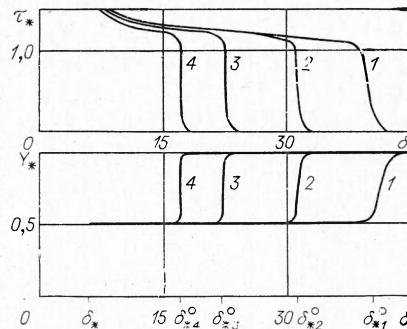


Рис. 4. Зависимости τ_* и y_* от δ для различных значений параметра k , $m=100$, $b=-2,8$, $\tau_i=10^{-4}$: 1 — 10^{-2} ; 2 — 10^{-10} ; 3 — 10^{-8} ; 4 — 10^{-6} .

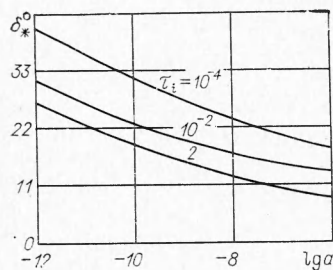


Рис. 5. Зависимость δ_*^0 от параметров k и τ_i , $m=100$, $b=-2,8$.

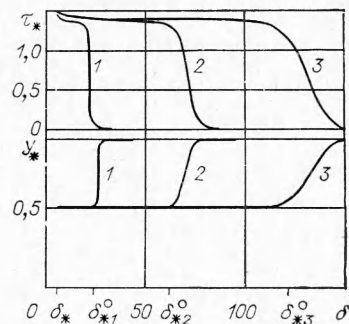


Рис. 6. Зависимости τ_* и y_* от δ и амплитуды импульса, $k=10^{-12}$, $m=100$, $\tau_i=2$, $\beta=0,03$, $\gamma=0,02$.
1 — $b=-2,8$; 2 — $b=-3,5$; 3 — $b=-4$.

Эти формулы справедливы при $0 < \beta < 0,05$, $0 < \gamma < 0,01$, $1,1 < \Delta < 2,5$, $10^{-15} < k < 5 \cdot 10^{-5}$, $0 < m < 100$, $|b| > 2,8$ и аппроксимируют результаты численного счета с точностью порядка 7%. Как видно из формул (9), (10), с ростом k взрывной предел и период индукции уменьшаются.

В случае самовоспламенения для постоянной напряженности электрического поля, $\beta=0$ и $\gamma=0$ при помощи метода интегральных соотношений [12] и аппроксимации $\exp \theta$ Грея-Харпера [12] получены приближенные формулы для величины взрывного предела δ_* и периода индукции τ_0 :

$$\delta_* = 4,1209 \{1 - k [0,376 + 0,38m \cdot \exp(b)]\}, \quad (11)$$

$$\tau_0 = \frac{5}{4} \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{5}{8} \frac{(0,72 - 12/\delta)}{\sqrt{\Delta}} \right\}, \quad (12)$$

$$\Delta = \frac{15}{8} (1 + Q) - \frac{25}{64} \left(0,72 - \frac{12}{\delta} \right)^2, \quad Q = \frac{k}{m\alpha\sqrt{\delta}} [\exp(m\alpha\sqrt{\delta}) - 1].$$

Значения δ_* и τ_0 , полученные по формулам (11), (12), отличаются от соответствующих значений, полученных при помощи численного счета, не более 20% при изменении k в пределах $10^{-15} < k < 5 \cdot 10^{-5}$ и $m\sqrt{\delta}\alpha < 20$. Расхождение увеличивается с ростом $m\sqrt{\delta}\alpha$, что объясняется сменой режима воспламенения. Формулы (9) — (10) можно применять и для поля, изменяющегося с течением времени, если длительность импульса t_i значительно больше времени индукции, а время выхода на значение $E=E_{ст}$ значительно меньше времени индукции. Из анализа этих формул следует, что с ростом b (безразмерной энергии ударной ионизации) и m^{-1} (отношение длины свободного пробега электрона к характерной «химической» длине) значения взрывного предела δ_* и периода индукции τ_0 возрастают.

Во всех расчетах величины R_g , L_1 принимались равными 1, а все кинетические и теплофизические данные относились к гипотетической химической реакции с характерным для класса реагирующих веществ тепловым эффектом $q=21 \cdot 10^7$ Дж/к·моль, предэкспонентом $k_0=10^{14}$ 1/с и энергией активации $E_a=8,4 \cdot 10^7$ Дж/к·моль. Считалось также, что $\Lambda_0=21 \cdot 10^{-3}$ Вт/м·град, $c_{p1}=8,4 \cdot 10^4$ Дж/к·моль·град, $h_0=10^{-6}$ м, $W/g=10$ В, $J_0=10^{-13} \div 10^{-7}$ А/м². При $L=8,5 \cdot 10^{-4}$ м длительности импульса $t_i=7 \cdot 10^{-5}$ с, плотности начального тока $J_0=10^{-11}$ А/м² и напряженности электрического поля $E_{ст}=3 \cdot 10^6$ В/м, величина $\delta=28,9$. В то же время, согласно формуле (9), $\delta_*=4,21$, а из расчетов следует, что $\delta_*^0=32,5$. Таким образом, $\delta_* < \delta < \delta_*^0$, т. е. в данном случае реализуется режим самовоспламенения, причем время индукции $t_*=7,7 \cdot 10^{-3}$ с.

Если $L=9,2 \cdot 10^{-4}$ м, то при прежних значениях других параметров реализуется режим зажигания, и время зажигания $t_*=7,3 \cdot 10^{-5}$ с. С ростом плотности начального тока время воспламенения уменьшается, даже при некотором уменьшении L . В частности, при $J_0=10^{-7}$ А/м² время зажигания для $L=5 \cdot 10^{-4}$ м равно $t_*=4,34 \cdot 10^{-5}$ с. Расчеты показали, что режим самовоспламенения реализуется при $J_0=10^{-11}$ А/м², если $L=3,2 \cdot 10^{-4} \div 9 \cdot 10^{-4}$ м, и при $J_0=10^{-7}$ А/м², если $L=0,00031 \div 0,0005$ м. Если $L > 0,0009$ м для первого случая и $L > 0,0005$ м — для второго, то происходит зажигание. Надо сказать, что режим самовоспламенения реализуется для электрических импульсов с относительно малой энергией, в то время как режим зажигания имеет место для электрических импульсов с относительно высокой энергией.

Заметим, что напряженность электрического поля, при которой для $L=10^{-3}$ м происходит пробой воздуха, равна $4,5 \cdot 10^6$ В/м и увеличивается с уменьшением межэлектродного расстояния [2].

Таким образом, при данных условиях пробой газа не имеет места. В заключении отметим, что полученные в данном параграфе выводы справедливы в качественном отношении и для любой реакции инициирования, так как выгорание реагента к моменту воспламенения незначительно.

Особенности нормального режима воспламенения в неоднородном геометрически неоднородном поле

Выше были рассмотрены основные закономерности воспламенения реагента в электрическом поле в рамках одномерной математической модели. Однако на практике чаще встречаются электроды, генерирующие неоднородное поле. Пусть электроды имеют форму, изображенную на рис. 7. Угол полураствора конуса-электрода $\varphi=26^\circ$. Выявим особенности воспламенения реагента в неоднородном неоднородном электрическом поле. Как было установлено выше, гидродинамические и диффузионные процессы слабо влияют на характеристики воспламенения. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах с нелинейными «электрическими» и «химическими» источниками:

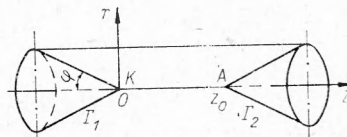


Рис. 7. Схема электродов.

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + q \rho k_0 \exp \left(- \frac{E_a}{RT} \right) + J \cdot E. \quad (13)$$

Уравнение (13) необходимо решать при следующих граничных и начальных условиях

$$\left. \begin{aligned} T(t, r, z)|_{t=0} &= T_0, \\ T(t, r, z)|_{\Gamma_1} &= T(t, r, z)|_{\Gamma_2} = T_0, \\ T(t, r, z)|_{r=r_\infty} &= T_0, \\ \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где Γ_1 и Γ_2 — поверхности анода и катода соответственно; r_∞ — число, моделирующее бесконечность. При записи условий (14) использована симметрия поля температур относительно геометрической оси симметрии электродов.

Уравнение (13) и граничные условия (14), приведенные к безразмерному виду в соответствии с безразмерными переменными, введенными

ми ранее, имеют вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta} \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{n^2}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \right] + \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} + k \cdot j e, \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta(\tau, x, y)|_{\tau=0} &= 0, \\ \theta(\tau, x, y)|_{\Gamma_1} &= \theta(\tau, x, y)|_{\Gamma_2} = 0, \\ \theta(\tau, x, y)|_{y=1} &= 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где $x = \frac{z}{z_0}$, $y = \frac{r}{r_\infty}$ — безразмерные осевая и радиальная координаты;

$n^2 = \frac{z_0^2}{r_\infty^2}$ — геометрический критерий параметрического типа, $z_0 = KA$ — минимальное расстояние между катодом (K) и анодом (A).

Расчет электрического поля для такой системы электродов без учета пространственного заряда проведен в работе [13]:

$$E(t, r, z) = \frac{2U_0 b d}{\lambda(b^2 - \lambda^2)} \left(\ln \frac{b + 0,5z_0}{b - 0,5z_0} \right)^{-1}, \quad b = \frac{0,5z_0}{\cos \varphi},$$

где $d(r, z)$, $\lambda(r, z)$ — функции, приведенные в работе [13], а график U_0 изображен на рис. 1. Плотность тока, как и ранее, определяется выражением

$$J(t, r, z) = J_0 \exp(A, z),$$

где

$$A = \frac{1}{h} \exp \left(- \frac{W}{hgE(t, r, z)} \right).$$

Двумерная краевая задача (15) — (16) решалась при помощи метода расщепления [14] и итерационно-интерполяционного метода [7]. В результате численного анализа краевой задачи (15), (16) получены картины изменения температурного поля в межэлектродном промежутке, и исследовано влияние межэлектродного расстояния на поле температур. Как и в плоском одномерном случае, сначала в системе преобладает разогрев за счет электрических источников тепла, а скорость химической реакции незначительна. Затем по мере приближения к моменту воспламенения скорость химической реакции резко возрастает, что приводит к росту температуры, максимум которой перемещается к центру межэлектродной области, причем наблюдается постепенное отклонение максимума температуры от оси симметрии электродов. На рис. 8 приведены распределения температуры для $z_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м. Максимум разогрева не находится в области максимальной напряженности поля, что обусловливается двумя противоречивыми тенденциями: увеличением ударной ионизации в области максимальной напряженности поля, с одной стороны, и торможением процесса ударной ионизации при уменьшении расстояния между поверхностями электродов — с другой. Этот факт

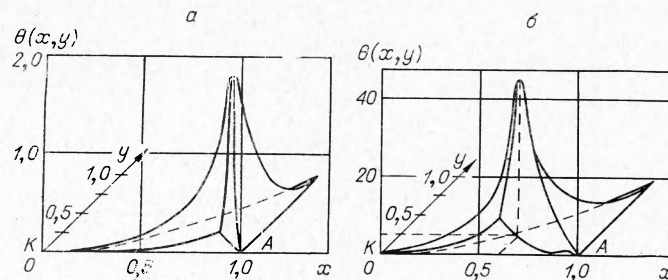


Рис. 8. Поля температур в различные моменты времени.

а) $t_1 = 46 \cdot 10^{-6}$ с; б) $t_2 = 42 \cdot 10^{-4}$ с.

также известен из феноменологии электрических разрядов в газах [2]. При уменьшении межэлектродного расстояния максимум разогрева возникает сразу в области максимальной геометрической неоднородности поля, а процесс возбуждения химической реакции существенно тормозится вследствие теплоотдачи в электроды.

Обращает на себя внимание, что в электрическом поле реализуются так называемые динамические режимы воспламенения [15], однако в отличие от динамических режимов, описанных в работах [15, 16], где с течением времени изменялась температура поверхности, в данном случае химическая реакция возбуждается изменяющимися в пространстве и во времени «электрическими» источниками тепла.

В заключение заметим, что как в плоском одномерном, так и неоднородном поле при увеличении напряженности электрического поля и прочих неизменных условиях, происходит смена механизма зажигания, заключающаяся в том, что пробой газа наступает раньше, чем успеет развиться самоускоряющаяся химическая реакция. Этот режим характеризуется большим выгоранием реагента и может быть назван, по аналогии с результатами работы [9], вырожденным или высокотемпературным режимом зажигания.

*Поступила в редакцию
3/V 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. Под ред. Л. С. Полака. М., «Наука», 1971.
2. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и в вакууме. М.—Л., ГТТЛ, 1950.
3. Я. Б. Зельдович, И. С. Симонов. ЖФХ, 1949, 1.
4. А. М. Гришин, А. Н. Субботин. Матер. итоговой науч. конф. по математике и механике за 1970 г. Томск, Изд. ТГУ, 1970.
5. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971.
6. М. Н. Коган, В. П. Коробейников и др. Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970.
7. А. М. Гришин. ИФЖ, 1970, 19, 1.
8. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ИФЖ, 1965, 9, 2.
9. А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский. ПМТФ, 1969, 5.
10. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 1.
11. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
12. А. М. Гришин. ИФЖ, 1966, 10, 5.
13. Н. Н. Миролюбов, М. В. Костенко и др. Методы расчета электростатических полей. М., «Высшая школа», 1963.
14. Н. Н. Яненко. Докл. АН СССР, 1959, 125, 6.
15. А. Г. Струнина, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1965, 1, 3.
16. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис и др. ФГВ, 1968, 4, 4.

УДК 536.468

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В АЭРОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ

О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер, К. К. Ионушас

(Ленинград)

В работе [1] было отмечено, что движение фронта пламени в аэродисперсных системах (пыли полистирола, угля, сланца, взвешенные в воздухе) носит нестационарный, ускоряющийся характер. Этот факт осо-