

УДК 536.46

*И. Г. Дик, В. Г. Прокофьев*

### ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИСКРОВОГО РАЗРЯДА НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Рассмотрено влияние длительности и пространственной протяженности тепловыделяющего разряда на критические условия зажигания искрой химически активного газа. Выделена область, где влияния этих параметров нет, и можно использовать модель мгновенного источника.

Длительность импульсных электрических разрядов в существующих системах зажигания может меняться от  $t_0 = 10^{-6}$  до  $10^{-2}$  с. Однако значительное время в теории искрового зажигания [1—3] длительность, как один из важных факторов, определяющих воспламенение, не рассматривалась. Распространение получила модель мгновенного точечного источника, в которой единственным параметром источника зажигания выступало полное джоулево энерговыделение разряда. Такое положение в развитии теории, возможно, обусловлено тем, что на практике наибольшее распространение получили короткие емкостные разряды с  $t_0 = 10^{-6} \div 10^{-5}$  с. Использование бедных топливно-воздушных смесей в двигателях на режимах холостого хода и применение электронных систем зажигания показали эффективность разрядов длительностью порядка  $10^{-3}$  с. [4].

Влияние  $t_0$  (или мощности энерговыделения) на критическую энергию зажигания  $E_{s*}$  известно в практике электровзрывобезопасности [5]. Если электрический разряд создается при размыкании металлических проволочек в стехиометрических метано- и водородовоздушных смесях, то в определенном диапазоне длительности действия источника величина  $E_{s*}$  приблизительно постоянна; при больших длительностях  $E_{s*}$  почти линейно растет со временем. Эти закономерности находят объяснение в рамках теплодиффузионной модели искрового зажигания.

Минимальная энергия зажигания зависит от многих параметров иницирующего разряда. В частности, помимо мощности источника важна плотность энерговыделения, которая определяется диаметром искрового канала  $2r_0$ .

В общем случае джоулево энерговыделение представляет собой произведение плотности тока и удельного электрического сопротивления среды, причем и плотность тока и сопротивление — функции координат, времени и характеристик среды. Образовавшаяся в результате электрического пробоя газового промежутка плазма формирует искровой канал, в котором течет ток. Вместе с расширением границ канала разряда возникает скачок уплотнения, на некотором расстоянии от оси вырождающийся в звуковую волну [6], не оказывающую влияния на развитие химического тепловыделения. Для разрядов малой мощности область газодинамических возмущений сравнима с размерами межэлектродного промежутка. В рамках теплодиффузионной модели газодинамическая стадия не рассчитывается, хотя начальное состояние газа предполагается соответствующим параметрам за прошедшей ударной волной.

Конструктивное многообразие разрядников не позволяет дать универсальную модель структуры разряда. Согласно каналовой модели раз-

ряда [7], электрические характеристики внутри канала постоянны. Поэтому предположим, что джоулево выделение энергии при искровом разряде линейно зависит от времени, а плотность энерговыделения равномерно распределена в канале и равна нулю вне его. В этом случае функцию энерговыделения можно записать в виде

$$\varepsilon(r, t) = \frac{E_s}{2^{\nu} \pi t_0^{\nu+1}} \eta(r_0 - r) \eta(t_0 - t), \quad (1)$$

где  $E_s = 2^{\nu} \pi \int \int \varepsilon(r, t) r^{\nu} dr dt$  — полное джоулево выделение тепла;  $\eta(x)$  — единичная функция Хевисайда.

Математическая постановка задачи о зажигании искрой реагирующей газовой смеси имеет вид

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^{\nu}} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^{\nu} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \rho Q W(c, T) + \varepsilon(r, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{D}{r^{\nu}} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^{\nu} \frac{\partial c}{\partial r} \right) + W(c, T), \quad (3)$$

$$W(c, T) = (1 - c) k_0 \exp(-E/RT) \quad (4)$$

с начальными

$$c(r, 0) = 0, \quad T(r, 0) = T_{\text{н}}$$

и граничными условиями

$$\frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=\infty} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=\infty} = 0. \quad (5)$$

Систему уравнений (1) — (5) целесообразно решать в безразмерном виде, для чего вводятся следующие масштабы:

$$t_* = \frac{c_p}{Q} \frac{RT_+^2}{E} k_0^{-1} \exp(E/RT_+), \quad x_* = \sqrt{\frac{\lambda t_*}{\rho c_p}}, \quad T = T_{\text{н}} + \frac{Q}{c_p} \vartheta,$$

$$\vartheta = \frac{T - T_{\text{н}}}{RT_+^2} E, \quad \tau = t/t_*, \quad \xi = r/x_*.$$

Запишем уравнения (1) — (5) в новых переменных:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^{\nu}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^{\nu} \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right) + F(c, \vartheta) + W_s + W_s \xi_0^{-\nu-1} \tau^{-1} \eta(\xi_0 - \xi) \eta(\tau_0 - \tau), \quad (6)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = \frac{Le}{\xi^{\nu}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^{\nu} \frac{\partial c}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{\vartheta_0} F(c, \vartheta), \quad (7)$$

$$F(c, \vartheta) = (1 - c) \exp(\vartheta/(1 + \beta \vartheta)), \quad (8)$$

$$c(\xi, 0) = 0, \quad \vartheta(\xi, 0) = -\vartheta_0, \quad \frac{\partial c}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\infty} = \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\infty} = 0. \quad (10)$$

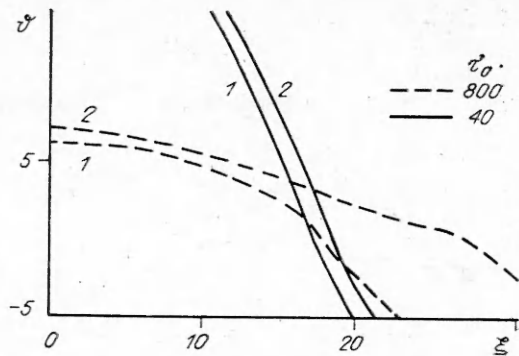
Здесь  $\vartheta_0 = \frac{T_+ - T_{\text{н}}}{RT_+^2} E$ ;  $\beta = RT_+/E$ ;  $Le = D/\kappa$ ;  $\kappa = \lambda/c_p \rho$ ;  $W_s = \frac{E_s}{2^{\nu} \pi (\lambda t_*)^{(\nu+1)/2}} \times$   
 $\times (c_p \rho)^{(\nu-1)/2} \frac{E}{RT_+^2}$ . В результате расчетов (6) — (10) требуется определить

минимальную энергию зажигания  $W_*$ .

На рис. 1 в безразмерных переменных представлены распределения температуры в момент отключения источника в до- и надкритическом режиме воспламенения. Градиент температуры на границе очага определяет интенсивность его охлаждения, причем темп охлаждения очага  $(d\vartheta(0, \tau_0)/d\tau)$  выше для больших  $\tau_0$ .

Рис. 1. Профили температуры в момент окончания действия разряда при  $\nu = 2$ ,  $\beta = 0,1$ ,  $\vartheta_0 = -9$ ,  $\xi_0 = 12$ :

1 -  $E_s < E_{s*}$ ; 2 -  $E_s = E_{s*}$ .



Как показывают результаты расчетов (рис. 2), в определенном интервале изменения длительности действия источника  $W_*$  практически постоянна. В пределе  $\tau_0 \rightarrow \infty$  зависимость  $W_*(\tau_0)$  асимптотически стремится к линейной. Такой характер зависимости качественно согласуется с экспериментами [2] и объясняется динамикой формирования минимально необходимого для воспламенения очага. Кратковременный искровой разряд разогревает газ в разрядном промежутке до адиабатической температуры горения  $T_+$  и выше, тем самым инициируя быстрое развитие химических реакций. В случае больших  $\tau_0$  (слаботочный разряд) развитие очага напоминает режим самовоспламенения. Медленный прогрев с подключением химических реакций на заключительном этапе действия источника приводит к росту диссипативных потерь тепла из очага воспламенения. Качественно зависимость  $W_*(\tau_0)$  не меняется при переходе от сферической симметрии к цилиндрической, в отличие от [8].

Увеличение радиуса искрового канала также приводит к росту  $W_*$ . В области  $\xi_0 \approx 1$  изменение  $W_*$  незначительное. Ситуация меняется в области  $\xi_0 \approx 10$ . Зависимость  $W_*(\xi_0)$  при  $\nu = 1$  асимптотически стремится к линейной, а при  $\nu = 2$  в пределе имеем  $W_* \sim \xi_0^{3/2}$ .

Отход от каналовой модели разряда и выбор другой, более реалистической функции энерговыделения, например, гауссовой с тем же условием нормировки

$$\varepsilon(r, t) = \varepsilon \exp(-r^2/r_0^2) \eta(t_0 - t), \quad (11)$$

не затрагивает качественной картины явления и дает близкие результаты. Расхождение по  $W_*$  с использованием функций (1) и (11) не превышает 20 %.

Полученный численно характер зависимости  $W_*(\tau_0)$  можно пояснить, применив подход Зельдовича [4], получивший развитие в [2, 3]. Используя методологию этих работ, необходимое условие воспламенения можно сформулировать так: темп охлаждения объема, нагретого искрой, при достижении адиабатической температуры горения не должен превышать в центре симметрии темпа нагрева от химической реакции. Например, для цилиндрического случая решение задачи инертного прогрева (1)–(5) с гауссовой функцией энерговыделения (11) при  $\nu = 1$  удается получить в достаточно простом для последующих операций виде

$$T - T_H = \frac{E_c}{4\pi c_p \rho_0 \kappa t_0} \ln \frac{1 + 4\kappa r_0^{-2} t}{1 + 4\kappa r_0^{-2} (t - t_0)}. \quad (12)$$

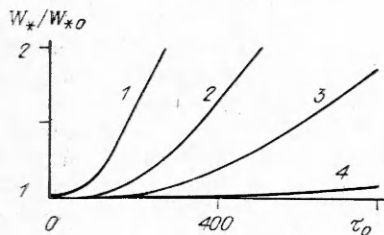


Рис. 2. Зависимость критической энергии зажигания от параметров разряда;  $\nu = 2$ ,  $W_{*0} = W_*(\xi_0, \tau_0 \rightarrow 0)$ .

1 -  $\vartheta_0 = -6$ ,  $\xi_0 = 12$ ; 2 -  $\vartheta_0 = -6$ ,  $\xi_0 = 6$ ; 3 -  $\vartheta_0 = -9$ ,  $\xi_0 = 12$ ; 4 -  $\vartheta_0 = -9$ ,  $\xi_0 = 6$ .

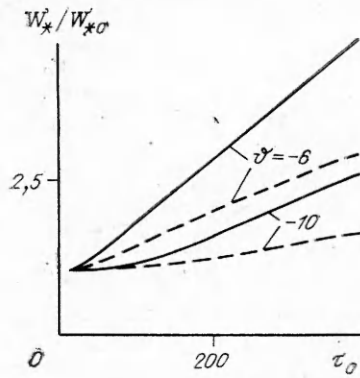


Рис. 3. Критическая энергия зажигания для цилиндрического случая.

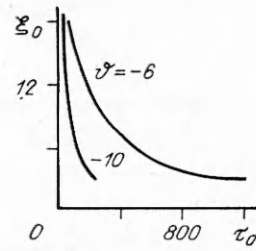


Рис. 4. Границы оптимальных параметров искрового разряда (область ниже кривых соответствует минимальной энергии зажигания  $W_*$ ).

Дифференцируя (12) по времени и исключая с помощью (12)  $t$ , получаем темп охлаждения, выраженный непосредственно через температуру:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{T=T_+} = - \frac{E_s}{\pi \kappa l_0^2} \operatorname{sh}^2 \left[ (T_+ - T_H) \frac{2\pi c_p \rho \kappa t_0}{E_s} \right]. \quad (13)$$

Отсутствие в (13)  $r_0$  объясняется автомодельным характером решения (13) по пространственной переменной. Темп нагрева от химического источника с учетом приближенного подобия концентрационных и температурных процессов [2] определяется из исходной системы уравнений и для  $Le = 1$  имеет вид

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = Q_p \frac{T_+ - T}{T_+ - T_H} k(T_+) \exp[(T - T_+) E / RT_+^2]. \quad (14)$$

Максимум функции химического тепловыделения будет при  $T_+ = T_+ - \frac{RT_+^2}{E}$ . Приравняв правые части (13) и (14) при  $T = T_+$ , получим следующее условие воспламенения:

$$\frac{Q_p k(T_+) RT_+^2 / E}{e(T_+ - T_H)} = \frac{E_s}{\pi \kappa l_0^2} \operatorname{sh}^2 \left[ (T_+ - T_H) \frac{2\pi c_p \rho \kappa t_0}{E_s} \right] \quad (15)$$

или в безразмерном виде

$$\frac{\tau_0}{e \vartheta_0} = \frac{2W_*}{\tau_0} \operatorname{sh}^2 \left( \frac{\vartheta_0 \tau_0}{W_*} \right). \quad (16)$$

Разлагая гиперболический синус в ряд по малому параметру  $\tau_0 / W_*$  и ограничиваясь двумя членами разложения, получаем следующее условие воспламенения:

$$\frac{W_*}{W_{*0}} \approx 1 + \frac{1}{3} \frac{\vartheta_0^2 \tau_0^2}{W_{*0}}, \quad (17)$$

где  $W_{*0} = 2e\vartheta_0^3$  соответствует энергии зажигания при  $\tau_0 = 0$ . Графически решение (16) представлено на рис. 3 штриховыми линиями. Видно, что существует область относительно малых значений длительности разряда  $\tau_0$ , где  $W_*$  меняется слабо. С увеличением  $\vartheta_0$  эта область расширяется. Сравнение кривых на рис. 3 показывает качественное соответствие результатов численного счета (сплошные кривые) и приближенного аналитического решения для разрядов малой длительности.

Искровой источник при достаточно больших  $\xi_0$  даже с энергией  $W = W_*$  не разогревает газ до адиабатической температуры горения и, следовательно, приведенный здесь метод в этом случае не применим.

На рис. 4 в координатах  $\xi$ ,  $\tau_0$  показаны области, где критическая энергия зажигания минимальна и не зависит от размера и длительности действия источника. Снижение начальной температуры или повышение энергии активации расширяет границы области (при этом само значение  $W_*$ , конечно, растет).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Симонов Н. Н. К теории искрового воспламенения газовых смесей // ЖФХ.— 1949.— 23, вып. 11.— С. 1361—1374.
2. Вилюнов В. Н. К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР.— 1973.— 208, № 1.— С. 66—70.
3. Вилюнов В. Н., Некрасов Е. А. и др. О закономерностях искрового воспламенения и выхода на стационарный режим горения // ФГВ.— 1976.— 12, № 3.— С. 361—365.
4. Карпов В. П., Малов В. В., Северин Е. С. Исследование критических условий воспламенения околопредельных метановоздушных смесей комбинированным искровым разрядом с варьруемыми характеристиками // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 3—9.
5. Петренко Б. А. Воспламеняемость газов и физические основы электровзрывобезопасности.— М.: Наука, 1989.— 149 с.
6. Kekez M. M., Savic P. Shock waves in spark channels. Pt 1 // 14 Con. int. sur les phenomenes d'ionisation dans les gaz, Grenoble, 9—13 juil., 1979 // J. phys.— 1979.— 40, N 7.— P. 255—256.
7. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных устройств.— М.: Наука, 1980.— 415 с.
8. Tromans P. S., Furzeland R. M. A numerical analysis of the ignition of premixed gases by heat addition // Proc. 10th Int. Colloq. on Dynam. Explos. React. Syst.— Calif., Berkely, 1985.

г. Томск

Поступила в редакцию 30/IX 1992,  
после доработки — 15/II 1993

УДК 536.46

С. В. Костин, К. Г. Шкадинский, А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов,  
Л. К. Демидова, В. В. Барзыкин

### НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОРЦЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГОРЕНИИ МАЛОГАЗОВЫХ СОСТАВОВ

Исследована роль тепло- и массопереноса газовым потоком на начальной и конечной стадиях горения заряда малогазового состава. Рассмотрены нестационарные явления, возникающие при развитии и завершении горения состава и связанные со структурой волны горения и условиями газообмена через боковую и торцевую поверхности заряда.

Известно [1, 2 и др.], что на процесс распространения волны горения по малогазовому составу (МГС) существенное влияние оказывают условия тепло- и массообмена с окружающей средой. Зона фильтрации образующегося газа может существенно превосходить область прогрева и охватывать значительную часть горящего пористого состава. Исследованный ранее [3] стационарный режим реализуется при горении промежуточной части достаточно протяженных образцов, когда «забыта» начальная стадия инициирования и формирования установившегося режима горения и сохраняются однородные условия перед распространяющимся фронтом, т. е. в процессе горения практически не меняется исходный состав и не «чувствуется» конец заряда. Изменение условий газообмена в начальной и конечной частях заряда может повлечь за собой увеличение нестационарных — так называемых концевых эффектов

© С. В. Костин, К. Г. Шкадинский, А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов, Л. К. Демидова, В. В. Барзыкин, 1993.