

УДК 536.46

В.Г. Прокофьев

РОЛЬ ЭЛЕКТРОДОВ В ПРОЦЕССЕ ИСКРОВОГО ЗАЖИГАНИЯ

Численно исследована задача о распространении пламени в газах, инициируемого электрическим разрядом, с учетом влияния электродов. Показана возможность существования критических условий зажигания. Изменение межэлектродного расстояния вызывает изменение геометрии развивающегося пламени. Эффект гасящего расстояния, наблюдаемый при сужении межэлектродного промежутка, объясняется усилением теплообмена с электродами.

Известно, что электроды оказывают воздействие на процесс искрового зажигания [1—3]. Явление увеличения критической энергии зажигания с уменьшением межэлектродного промежутка получило название эффекта гасящего расстояния. В литературе по искровому зажиганию далеко не полностью раскрыт механизм гашения пламени, образованного под действием электрического пробоя с приближением электродов друг к другу. Пламегасящее действие электродов в [3] сводится преимущественно к изменению геометрии пламени с изменением межэлектродного расстояния. Поэтому гашение, согласно [3], зависит лишь от характеристик газа, благодаря тому, что его тепловое сопротивление намного превышает тепловое сопротивление электрода. Экспериментальные данные с электродами различной конфигурации приведены в [2], но не раскрыт механизм гашения. Автор [1] находит объяснение эффекта в непосредственном охлаждении электродами ядра пламени.

В указанных выше работах не предлагается какой-либо аналитической модели, позволяющей проверить выдвинутые гипотезы и предсказать границы воспламенения. Теоретическое объяснение эффекта гасящего расстояния в упрощенной одномерной постановке дано в [4]. Предполагалось, что отвод тепла в электроды происходит по ньютоновскому закону. Разряд в постановке [4] имеет форму бесконечной тонкой нити, что в дальнейшем определяет цилиндрическую геометрию очага горения. Тем самым в [4] исключалась возможность анализа изменения геометрии очага с изменением межэлектродного расстояния. Однако результаты, полученные в [4], качественно отражают характер зависимости критической энергии зажигания от межэлектродного расстояния для целой серии экспериментов.

Экспериментальные данные по искровому зажиганию [1—3, 5], в которых определяется влияние электродов, можно разделить на две группы:

1) эксперименты, в которых с помощью надетых на электроды теплоизолирующих фланцев определяется гасящее расстояние, зависящее только от состояния и состава газовой смеси и равное вполне определенному межэлектродному расстоянию;

2) эксперименты со стержневыми электродами или электродами другой формы без фланцев, в которых гасящее расстояние не устанавливается, так как теплоотвод в электроды может быть компенсирован увеличением энергии разряда.

В последнем случае диаметр и форма электродов во многом определяют характер зависимости критической энергии от межэлектродного расстояния

[1]. Математическая модель [4] вследствие принятых предположений описывает первую группу экспериментов и позволяет определять гасящее расстояние в зависимости от состояния и состава газа.

В настоящей работе предлагается модель искрового зажигания газовых смесей с учетом влияния электродов. Для изучения роли электродов в явлении гасящего расстояния рассматриваются геометрические особенности развития очага горения с изменением разрядного промежутка. В разрабатываемой математической модели тепловое воздействие электрического разряда на газ является определяющим воспламенение фактором.

В рамках теплодиффузионной модели движением плазмы при расширении искрового канала пренебрегаем. Протекание тока в разрядном промежутке сопровождается выделением джоулева тепла (задаваемое в модели пространственно-временной функцией энерговыделения) пропорционально электрическому сопротивлению среды и плотности тока. Распределение плотности тока по всему каналу разряда предполагается однородным. Электрод представляется в виде полубесконечного металлического цилиндра.

Постановка задачи содержит уравнение теплопроводности для газа с источниками джоулева и химического тепла

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\lambda_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q(1 - \eta)K(T_1) + \epsilon f(x, r, t) \quad (1)$$

с условием нормировки для полной энергии искры

$$E_s = 2\pi \epsilon \int \int \int f(x, r, t) r dr dx dt; \quad (2)$$

уравнение теплопроводности для электрода

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\lambda_2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2}, \quad r < r_0, \quad x > x_0, \quad (3)$$

и уравнение диффузии реагирующего компонента

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) + D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + (1 - \eta)K(T_1). \quad (4)$$

Здесь c_1, ρ_1, λ_1 — теплоемкость, плотность, теплопроводность; T_0 — начальная температура; r, x — пространственные переменные; t — время; Q, E — тепловой эффект реакции и энергия активации; η — глубина превращения; ϵ — плотность выделения энергии в канале; r_0, x_0 — радиус электрода и половина межэлектродного расстояния; D — коэффициент диффузии. Индекс $i = 1$ соответствует газу, $i = 2$ — электроду.

Начальные условия: $T_i(x, r, 0) = T_0, \eta(x, r, 0) = 0$ и естественные граничные условия на бесконечности по x и r и линиях симметрии. На границе электрода для уравнения теплопроводности задаются сопряженные граничные условия, а для уравнения диффузии — условие некаталитичности поверхности: равенство нулю концентрационных потоков по нормали к поверхности электрода.

В работе используется каналовая модель разряда, в соответствии с которой функцию энерговыделения можно записать в следующем виде:

$$f(x, r, t) = \eta(x_0 - x)\eta(r_k - r)\eta(t_0 - t), \quad (5)$$

где $\eta(y)$ — единичная функция Хевисайда.

Из (2), (5) следует

$$\epsilon = E_s (2\pi x_0 r_k^2 t_0)^{-1}, \quad (6)$$

где E_s — полная энергия искры; r_k — радиус искрового канала, t_0 — длительность разряда.

Решение системы уравнений (1)–(6) удобно проводить в безразмерном виде. Масштаб по x и r один и тот же. Численное решение проводилось методом покоординатной прогонки с использованием схемы расщепления.

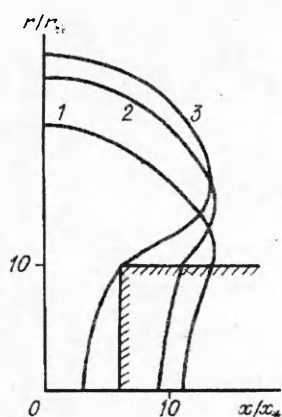


Рис. 1. Изолинии адиабатической температуры горения.

Воспламенение: $W = 1,25 \cdot 10^5$, $Le = D/x_1 = 1,5$, $\Theta_0 = = (T_0 - T_+)E/RT_+^2$, $\tau_0 = 5$; $1 - \tau = 30$, $V_+ = 2,3 \cdot 10^4$; $2 - \tau = 70$, $V_+ = 3,6 \cdot 10^4$; $3 - \tau = 110$, $V_+ = 4 \cdot 10^4$.

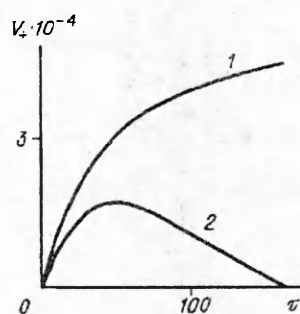


Рис. 2. Изменение объема очага горения. $\tau_0 = 5$, $\xi_0 = 6$, $\rho_0 = r_0/x_1 = 10$, $\Theta_0 = -9$; $W = = 1,25 \cdot 10^5$ (1) и $1,05 \cdot 10^5$ (2).

Пространственные масштабы для газа $x_{*1} = \sqrt{\frac{\lambda_1 t_*}{c_1 \rho_1}}$ и для электрода $x_{*2} = \sqrt{\frac{\lambda_2 t_*}{c_2 \rho_2}}$ по порядку величины равны (сталь — $\frac{\lambda}{c\rho} = 0,23 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$, воздух — $\frac{\lambda}{c\rho} = 0,22 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ [6]), что дает возможность проводить сквозной расчет уравнения теплопроводности для газа и электрода.

В расчетах газовая смесь соответствовала параметрам шестипроцентной метановоздушной смеси [7]: $T_+ = 1790 \text{ K}$, $E = 57 \text{ ккал/моль}$, $Q = = 506,6 \text{ ккал/г}$, $c_1 = 0,34 \text{ ккал/(г} \cdot \text{K)}$, $\rho_1 = 1,1 \text{ кг/м}^3$. Материал электрода — сталь с теплофизическими параметрами [8]: $\lambda_2 = 80,3 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$, $c_2 = 450 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}$, $\rho_2 = 7690 \text{ кг/м}^3$.

Основная цель решения системы уравнений (1)–(6), записанных в безразмерном виде, — определение критической энергии зажигания

$$W_* = E_{s*} (2\pi c_1 \rho_1 x_{*1}^3)^{-1} \frac{E}{RT_+^2}.$$

В качестве критерия зажигания используется условие поступательного развития очага горения. Объем, занимаемый очагом V_+ , в случае успешного воспламенения должен постоянно расти в течение достаточно большого контрольного времени. Границы очага устанавливаются по адиабатической изотерме.

На рис. 1 показано развитие очага воспламенения в случае, когда межэлектродное расстояние мало и влияние электродов особенно заметно. За масштаб времени выбран адиабатический период индукции — $t_* = RT_+^2 c_1 \exp(E/RT_+) (QEK_0)^{-1}$; $\tau_0 = t_0/t_*$. Контуры очага имеют тороидальную форму вследствие отвода тепла из центральной зоны в электрод. Теплоотдача в электрод наиболее интенсивна во время действия разряда. Участок электрода в зоне канала из-за высокой плотности энерговыделения имеет температуру выше адиабатической температуры горения. Это стабилизирует горение вдоль боковой поверхности электрода на начальном этапе иницирования. Однако температура электрода вдоль оси симметрии выравнивается быстрее, чем успевает развиваться очаг горения. При этом температура электрода быстро падает и он из источника тепла становится теплостоком. Расчеты показали, что на расстоянии одного диаметра от

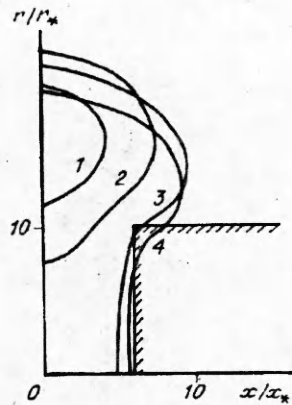


Рис. 3. Изолинии адиабатической температуры.

Погасание: $W = 1,06 \cdot 10^5$, $Le = 1,5$, $\Theta_0 = -9$, $\tau_0 = 5$;
 1 - $\tau = 165$, $V_+ = 4,5 \cdot 10^3$; 2 - $\tau = 97$, $V_+ = 1,3 \cdot 10^4$;
 3 - $\tau = 50$, $V_+ = 1,8 \cdot 10^4$; 4 - $\tau = 31$, $V_+ = 1,6 \cdot 10^4$.

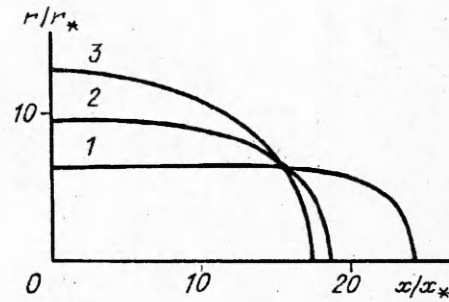


Рис. 4. Воспламенение при слабом влиянии электродов.

$W = 2,5 \cdot 10^4$, $Le = 1,5$, $\Theta_0 = -9$, $\tau_0 = 5$, $\xi_0 = 30$, $\rho_0 = 10$;
 1 - $\tau = 150$, $V_+ = 11180$; 2 - $\tau = 90$, $V_+ = 7060$; 3 - $\tau = 30$,
 $V_+ = 4720$.

разрядного промежутка радиальное распределение температуры в металле близко к равномерному. Разогрев газа в промежутке после окончания разряда намного превышает адиабатическую температуру горения. С этим связано полное выгорание в нем исходного состава. По мере остывания центральной области реагент диффундирует через приэлектродные слои газа.

Динамика объема очага горения $V_+(\tau)$ представлена на рис. 2. До момента $\tau = t/t_* = 20$ увеличение объема пропорционально τ . Затем зависимость $V_+(\tau)$ становится более слабой.

Существует определенное значение W_* , ниже которого наступает погасание очага (рис. 3). Область горения смещается в периферийную зону, где и происходит окончательное остывание очага. Из сравнения кривых $V_+(\tau)$ в над- и докритическом режиме следует существование некоторого критического (минимального) объема очага, выход горения за пределы которого приводит к успешному воспламенению. Для рассмотренного случая критическое значение объема заключено в интервале $1,9 \cdot 10^4 < V_{**} < 3 \cdot 10^4$. Очевидно, что с изменением межэлектродного расстояния x_0 значение V_{**} будет меняться.

Увеличение межэлектродного промежутка приводит к тому, что тепловое влияние электродов на развитие пламени становится менее заметным (рис. 4). Очаг в момент времени $\tau = 30$ имеет цилиндрическую форму. Дальнейшее его развитие приводит к сферической геометрии. Значение критической энергии W_* для данного случая в 5 раз меньше, чем для случая, представленного на рис. 3.

Можно ввести в рассмотрение величину отведенного в электрод тепла

$$E_{ei}(t) = 2\pi c_2 \rho_2 \int_0^{r_0} \int_{x_0}^{\infty} (T - T_0) r dr dx. \quad (7)$$

Расчеты показывают, что при больших значениях x_0 к моменту воспламенения $E_{ei} \ll E_{s*}$ и, наоборот, при малых x_0 величина E_{ei} за время развития очага горения становится сравнимой с критической энергией зажигания E_{s*} .

Таким образом, как справедливо отмечалось в [3], изменение межэлектродного расстояния приводит к изменению геометрии очага. Однако механизм эффекта гасящего расстояния не связан прямо с геометрией очага, а определяется условиями теплоотвода из зоны горения в электроды. При

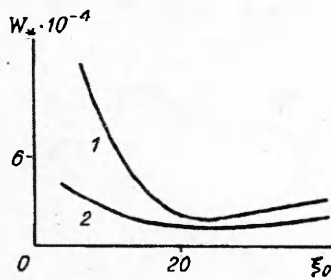


Рис. 5. Зависимость критической энергии зажигания от расстояния между электродами.
 $r_0 = 5, \theta_0 = -9; 1 - \rho_0 = 10; 2 - \rho_0 = 6.$

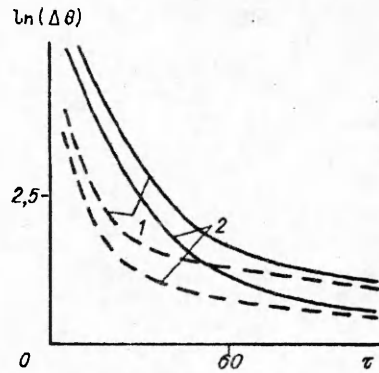


Рис. 6. Расчетная проверка установления режима регулярного теплообмена с электродом.
 $r_0 = 5, \xi_0 = 6, \rho_0 = 10, Q_0 = -9; W = 1,25 \cdot 10^5 (1) \text{ и } 7,5 \cdot 10^4 (2).$ Сплошные линии: $\Delta\theta = \theta(0,0) - \theta_0$, штриховые: $\Delta\theta = \theta(\xi_0, 0) - \theta_0.$

малых x_0 теплоотдача наиболее интенсивна, что приводит к увеличению критической энергии зажигания (рис. 5). С увеличением x_0 теплоотвод в электроды заметно снижается, а изменение критической энергии (правая ветвь зависимости $W_*(\xi_0)$, $\xi_0 = x_0/x_{*1}$) происходит благодаря другому фактору. Увеличение межэлектродного промежутка при фиксированной энергии разряда приводит к уменьшению линейной плотности энерговыведения. При этом температура, наблюдаемая в зоне искрового канала, может не достичь адиабатической, и воспламенение становится невозможно без дополнительных затрат энергии. Последним объясняется линейный рост зависимости $w_*(\xi_0)$ в области больших разрядных промежутков. Между растущими ветвями зависимости $W_*(\xi_0)$ существует некоторый интервал расстояний, в котором критическая энергия не зависит от длины разрядного промежутка. Результаты численных расчетов качественно согласуются с данными [2] по искровому зажиганию метановоздушной смеси со стержневыми электродами диаметром 1,6 мм.

Экспериментальных данных о зависимости диаметра искрового канала от диаметра электрода (при фиксированном значении энергии, запасенной в разряднике) в литературе не обнаружено. Этим объясняется гипотетическая связь, принятая в расчетах:

$$r_k = 0,5 r_0. \quad (8)$$

В области $0 < r_k < 0,5 r_0$ зависимость $W_*(\xi_k)$ относительно слабая для данного диаметра электрода. Поэтому, не зная истинное значение r_k (при условии $r_k \ll r_0$, что находит экспериментальное подтверждение [9]), можно получить значение критической энергии по порядку величины, близкое к реальному, выбрав r_k достаточно малым.

В основу одномерной модели [4] положено предположение о наличии регулярного теплообмена с электродами. Тогда, согласно модели, при отсутствии химического источника справедливо уравнение

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\chi_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \alpha_{ef} (T_1 - T_0), \quad t > t_0, \quad (9)$$

где α_{ef} — эффективный коэффициент теплоотдачи, зависящий от x_0 и не определяемый в модели. С ростом времени температурные градиенты в приосевой зоне становятся крайне малыми и теплоотвод в электроды превышает радиальные диссипативные теплотери. Следовательно, согласно (9) при достаточно больших t должно выполняться соотношение

$$-\ln(T_1 - T_0) \sim \alpha_{ef} t. \quad (10)$$

Расчетная проверка условия (10) в постановке (1)—(6) без химического источника показана на рис.б. Рассмотренный случай характеризуется малым межэлектродным промежутком и, соответственно, значительным пламегасящим эффектом. Можно выделить условную область, где возможно установление квазистационарного режима теплообмена — зону относительно низких температур $T_1 \leq T_0 + RT_+^2/E$. Однако для воспламенения эта область не представляет интереса. Кривые с разными энергиями на рис. б в один и тот же момент времени имеют разный наклон, что соответствует по (10) разным значениям α_{ef} .

Таким образом, условия теплообмена зависят от энергии источника зажигания. Температура электрода вблизи разрядного промежутка меняется в широком диапазоне значений: от сверхадиабатической до начальной, что определяет нестационарный режим теплообмена. Проведенные расчеты показали, что установление режима регулярного ($\alpha_{ef} = \text{const}$) теплообмена с электродами заданной формы не происходит, в связи с чем качественная аналитическая теория [4] должна дополняться расчетами, учитывающими детальный теплообмен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кумаган С. Горение. — М.: Химия, 1979. — 256 с.
2. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968. — 314 с.
3. Петренко Б.А. Воспламеняемость газов и физические основы электровзрывобезопасности. — М.: Наука, 1989. — 149 с.
4. Vilyunov V.N., Zarko V.E. Mathematical modeling of spark ignition of gases // Flame Structure. — Novosibirsk, 1992. — V. 2. — P. 349—353.
5. Комаров В.С. Искробезопасность рудничного и взрывозащищенного электрооборудования. — М.: Недра, 1972. — 101 с.
6. Драздейл Д. Введение в динамику пожаров. — М.: Стройиздат, 1990. — 424 с.
7. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980. — 487 с.
8. Химическая энциклопедия. — М.: Советская энциклопедия, 1990. — Т. 2. — С. 140.
9. Мик Д., Крэггс Д. Электрический пробой в газах. — М.: ИЛ., 1960. — 605 с.

634010, г. Томск,
Гос. университет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
30/XII 1993

УДК 536.46

Б.С. Сеплярский, И.С. Гордолова

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ ПАРАБОЛИЧЕСКОМ ЗАКОНЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С помощью волновой теории зажигания впервые определена зависимость длительности стадий процесса воспламенения конденсированного вещества накаленной поверхностью при параболическом законе взаимодействия исходных реагентов от основных параметров задачи — безразмерного перепада температур и глубины превращения в промежуточной волне горения. Показано, что выражение для длительности стадий можно представить в виде произведения двух функций: одна зависит от перепада температуры, а другая — от глубины превращения. Причем зависимость характерных времен от глубины превращения при постоянном перепаде температур носит линейный характер. Установлено, что для параболического закона взаимодействия отсутствует предельный переход к закономерностям зажигания, характерным для реакции нулевого порядка. Сформулированы критические условия: зажигание произошло, если сформировалась зона реакции, способная к распространению по веществу в режиме горения. Специальные численные расчеты подтвердили правильность допущений о стадийности процесса зажигания и волновом характере прогрева вещества, положенных в основу теории, а также основные выводы приближенного анализа.

© Б.С. Сеплярский, И.С. Гордолова, 1994.