

диаметр капель до 5 мкм, также может приводить к необходимости получения более подробной информации о мелких частицах. Таким образом, в каждом конкретном случае при расчете спектральных характеристик частиц Al_2O_3 нижний предел измерений должен устанавливаться на основании данных анализа о вкладе частиц различного размера в коэффициенты поглощения и рассеяния с учетом требуемой точности расчета в заданном спектральном интервале. Для этой цели удобен использованный в работе способ расчета.

*Институт физики АН БССР
Минск*

*Поступила в редакцию
20/II 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, Н. Г. Полякова. ЖПС, 1973, 18, 1048.
2. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко. ФГВ, 1973, 9, 6, 842.
3. Л. П. Бахир, В. В. Таманович. ЖПС, 1973, 18, 894.
4. G. Mie. Ann. de Phys., 1908, 25, 377.
5. G. W. Kattawar, G. N. Plass. Appl. Opt., 1967, 6, 1377.
6. А. П. Пришивалко, Е. К. Науменко. Исследование углового распределения излучения, рассеянного мелкодисперсными средами. Отчет Института физики АН БССР. Минск, 1973.
7. А. П. Пришивалко, Е. К. Науменко. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. Препринт Института физики АН БССР. Минск, 1972.
8. К. С. Шифрин. Тр. ГГО, 1961, 109, 175. Гидрометеиздат. Ленинград.
9. G. N. Plass. Appl. Opt., 4, 12, 1616.

УДК 662.612.3:537.29

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НОРМАЛЬНУЮ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Б. Г. Дьячков, И. Я. Полонский, А. С. Климов

Большой интерес, проявляемый в настоящее время многими исследователями к вопросу взаимодействия пламени с электрическими полями, объясняется прежде всего возможностью существенно воздействовать на процесс горения без затраты большого количества энергии. Экспериментально показано, что путем наложения электрического поля на пламя можно изменять его геометрические параметры, расширять концентрационные и аэродинамические пределы устойчивой работы горелочного устройства, изменять теплоотдачу от пламени к нагреваемой поверхности и т. д.

В настоящее время нет единого мнения о механизме воздействия электрического поля на пламя. В частности, при объяснении эффекта увеличения скорости горения топлива в электрическом поле рядом исследователей предпочтение отдается каталитическому воздействию электронов на скорость химических реакций [1—3]. В других работах те же эффекты объясняются с позиций определяющей роли ионного ветра, способствующего распространению пламени в соответствии с тепловой теорией [4—6]. По-видимому, оба названных выше механизма проявляют себя при взаимодействии электрического поля с пламенем. Однако условия эксперимента и в особенности взаимная ориентация фронта горения и электрического поля, а также напряженность

последнего определяют преобладание одного из указанных механизмов. В частности, в работе [3] при наложении на плоское пламя, распространяющееся в трубе, поперечного высокочастотного электрического поля получено существенное ускорение горения этилено-воздушной смеси в условиях, практически исключающих влияние ионного ветра.

Большой интерес представляет установление количественной зависимости нормальной скорости горения от напряженности электрического поля, поскольку в литературе подобные сведения отсутствуют. Такие зависимости могут быть получены при наложении электрического поля на перемещающийся или неподвижный ламинарный фронт горения. В работе [7], например, продольное электрическое поле накладывалось на фронт пламени, распространяющийся в трубе в неподвижной пропано-воздушной смеси. Основным недостатком использованной в этой работе экспериментальной методики — невозможность учета сложного характера изменения напряженности электрического поля во фронте горения при его перемещении. Устранить указанный недостаток можно путем использования стационарного ламинарного пламени.

В настоящей работе изучалось воздействие постоянного электрического поля на нормальную скорость горения, обусловленное определяющей ролью ионного ветра.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В смесительном устройстве 1 газ (88% C_3H_8 , 9% C_4H_{10} , 3% C_2H_6) смешивался с воздухом. На срезе кварцевой трубки 2 диаметром 40 и длиной 400 мм устанавливался ламинарный фронт горения. Вдоль оси трубки, подающей горячую смесь, размещен центральный электрод 3, выполненный из нихромовой нити диаметром 0,55 мм и заключенный в фарфоровую трубку диаметром 1,5 мм. Снаружи факел защищен охранной кварцевой трубкой 4 с отверстием для ввода бокового электрода 5, имеющего конструкцию, аналогичную конструкции центрального электрода.

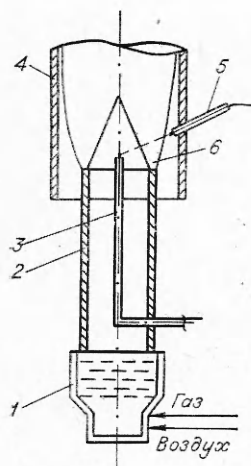


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Изучалось поведение внутреннего фронта горения 6 в электрическом поле при изменении приложенной к электродам разности потенциалов (вплоть до 8 кВ). В процессе экспериментов расход газа составлял $0,07 \text{ м}^3/\text{ч}$, воздуха — $1,23 \text{ м}^3/\text{ч}$, что при данном составе газа соответствовало коэффициенту избытка воздуха $\alpha=0,7$.

Выбор расхода горючей смеси и содержания в ней топлива был обусловлен необходимостью обеспечения ламинарного режима течения в трубе, получения четкого ламинарного фронта горения, устранения возможности проскока пламени.

Электроды располагались таким образом, что линия, их соединяющая, была нормальна к поверхности внутреннего конуса горения, положение которого контролировалось катетометром КТ-6 и регистрировалось фотографированием. Зондовым методом помимо разности потенциалов между электродами измерялся потенциал фронта пламени относительно центрального электрода. Во всех случаях отрицательный потенциал прикладывался к центральному электроду.

Нормальная скорость горения в любой точке фронта u_n принималась численно равной нормальной по отношению к фронту составляющей вектора локальной скорости набегающего потока. При таком определении величина локальной нормальной скорости горения может

быть подсчитана по формуле

$$u_n = \omega_R \sin \varphi, \quad (1)$$

где ω_R — скорость потока в рассматриваемой точке; φ — угол между вектором скорости и касательной к поверхности пламени в рассматриваемой точке.

Как известно, в случае ламинарного потока, истекающего из трубы круглого сечения, эпюра скоростей потока имеет параболическую форму, сохраняет свой вид в пределах до фронта горения [8] и описывается выражением

$$\omega_R/\omega_0 = 1 - (R/R_0)^{0,5}, \quad (2)$$

где ω_R и ω_0 — соответственно скорости смеси на расстоянии R от оси трубки и на ее оси, R_0 — радиус трубки. Эпюра скоростей предполагалась неизменной при наложении электрического поля.

Для определения угла подхода горючей смеси к сместившемуся под воздействием поля фронту горения образующая фронт горения линия аппроксимировалась эмпирическим выражением

$$y = Ax^2 + Bx + C \quad (3)$$

с последующим его дифференцированием, что дает возможность определить необходимые параметры в любой точке фронта горения.

Наибольшие трудности возникают при определении локальных значений напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке, характеризующемся неоднородностью электрических свойств. К фронту горения, являющемуся эквипотенциальной поверхностью, с одной стороны, примыкает зона холодной смеси, а с другой — зоны дожигания и продуктов сгорания. Учитывая эти обстоятельства, а также ряд других сложностей (изменение размера зоны догорания и ее физических свойств в направлении оси потока и др.), положения силовых линий поля определялись методом электрического моделирования. При известном потенциале фронта горения относительно отрицательного электрода и в предположении однородности электрических свойств газозооной смеси на расстоянии от среза кварцевой трубки до фронта горения с помощью интегратора ЭГДА-9/60 производилось моделирование потенциального поля на электропроводной бумаге, а эквипотенциальные линии находились мостовым методом измерения. Силовые линии поля и эквипотенциальные

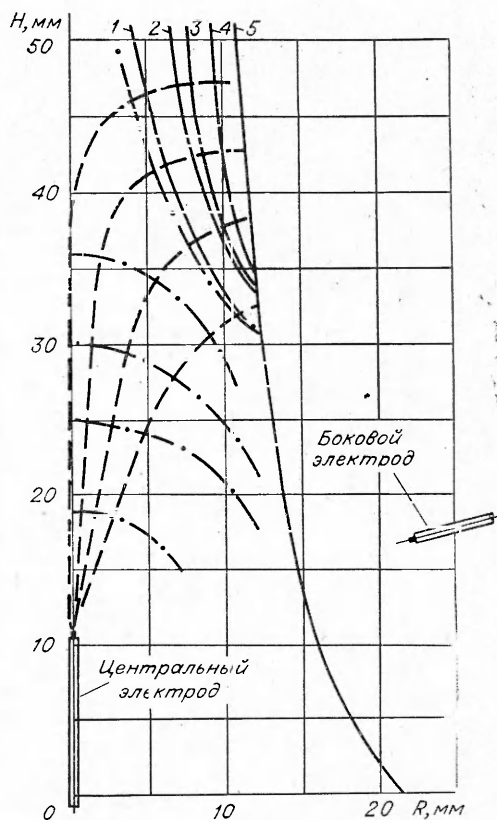


Рис. 2. Смещение фронта горения под воздействием электрического поля при различных разностях потенциалов между электродами (U).

U , кВ: 1 — 7,3, 2 — 6,9, 3 — 6,65, 4 — 6,15, 5 — 0.
— — — силовые линии; - · - · - эквипотенциальные.

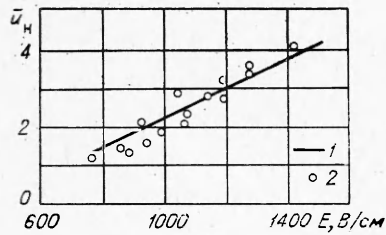


Рис. 3. Зависимость нормальной скорости горения от напряженности электрического поля.
1 — расчет; 2 — эксперимент.

В последнем случае, определенная экспериментально, составила около 5 см/с. Для сравнения могут быть использованы данные работы [9], посвященной измерениям нормальной скорости горения пропано-воздушной смеси по наклону образующей бунзеновского конуса на теневых снимках сопловых горелок. В указанной работе при $\alpha=0,7$ величина нормальной скорости горения составила 7 см/с. Некоторые расхождения результатов настоящей работы и работы [9] объясняются, видимо, наличием в первом случае в горючем газе наряду с пропаном небольших количеств этана и бутана.

Как показывает анализ полученных данных, зависимость нормальной скорости горения от напряженности электрического поля в рассмотренном интервале параметров линейная. Проанализируем полученные зависимости с позиций ионного ветра, вызывающего известное явление электрического ветра Чаттока.

Направленное движение ионов в условиях поля приводит к механическому давлению на встречный поток газа. Если в отсутствие поля давление набегающей струйки тока горючей смеси на элемент поверхности A фронта горения уравнивается перепадом давления во фронте горения, то при наличии поля и переходе фронта горения в область более высоких скоростей набегающего потока условие равенства сил запишется

$$0,5 \cdot A \rho_n [(u_n^E)^2 - (u_n)^2] = E n e d A, \quad (4)$$

где u_n^E — скорость распространения пламени в условиях электрического поля, отнесенная к поверхности горения; u_n — скорость распространения пламени без поля, отнесенная также к поверхности фронта горения; ρ_n — плотность газовой смеси вблизи фронта горения; E — напряженность электрического поля; n — концентрация ионов во фронте горения; e — заряд электрона; d — протяженность зоны горения по нормали к фронту горения.

Преобразуя выражение (4), получим

$$u_n^E / u_n = (1 + 2 E n e d / \rho_n u_n^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Для сопоставления экспериментальных данных с выражением (5) необходимо осуществить переход от действительных скоростей распространения пламени на поверхности горения к нормальным скоростям распространения пламени, отнесенным к зоне начала подогрева горючей смеси, поскольку именно эти значения скоростей определялись экспериментально. По аналогии с выражением для нормальной скорости горения скорость распространения пламени, отнесенная к поверхности горения, записывается в виде

$$u_n = \omega_n \sin \varphi_n,$$

где φ_n , ω_n — соответственно угол между вектором скорости потока и касательной к фронту и скорость смеси на передней границе светящейся зоны. Учитывая, что

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_n &= (T_n/T_0) \operatorname{tg} \varphi_0, \\ \omega_n &= T_n/T_0 \cdot \omega_0 \end{aligned}$$

может быть получена связь между величинами u_n и u_n^E

$$u_n^E = u_n (T_n/T_0)^2 \{ (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) / [1 + (T_n/T_0)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi] \}^{1/2}, \quad (6)$$

где T_n — температура на передней границе фронта горения; T_0 — температура в начале зоны подогрева.

Используя выражения (5) и (6), можно получить уравнение для расчета отношения нормальных скоростей горения газовой смеси при наличии и в отсутствие электрического поля

$$u_n^E/u_n = \sqrt{\frac{\{\rho_n u_n^2 (T_n/T_0)^3 \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) / [1 + (T_n/T_0)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi] + 2Edne\} \cdot [1 + (T_n/T_0)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi^E]}{\rho_n u_n^2 (T_n/T_0)^3 (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi^E)}}. \quad (7)$$

Здесь ρ_n — плотность газовой смеси в начале зоны подогрева; φ , φ^E — угол между вектором скорости и касательной к поверхности фронта пламени в отсутствие и при наличии поля соответственно.

Результаты расчетов, проведенных по выражению (7), представлены на рис. 3. В расчетах концентрация ионов принималась по данным работы [10] для зоны горения пропано-воздушного пламени при $\alpha = 0,7$ ($n = 1,2 \cdot 10^{11}$ см⁻³), толщина зоны горения принималась равной 0,2 мм, а температура на передней границе фронта горения — 1400 К [11].

Хорошее совпадение расчета с экспериментом свидетельствует о том, что увеличение скорости горения при наложении электрического поля в рассмотренных экспериментальных условиях может быть объяснено механическим воздействием на фронт горения положительных ионов, перемещающихся под действием приложенного поля. Этот вывод подтверждается также тем, что при перемене полярности лишь при разности потенциалов между электродами, близкой к 8 кВ, наблюдалось незначительное смещение фронта горения. Указанный эффект вполне соответствует современным представлениям о том, что роль электронов в увеличении скорости горения проявляется через тот же механизм ионного ветра, который в данном случае обусловлен отрицательными ионами за счет прилипания электронов к молекулам кислорода свежей пропано-воздушной смеси.

Следует отметить, что соответствие экспериментальных и расчетных данных позволяет использовать примененную в настоящей работе экспериментальную методику для определения концентрации заряженных частиц во фронте пламени по известной зависимости нормальной скорости горения от напряженности электрического поля.

ВНИИПРОМГАЗ,
Москва

Поступила в редакцию
20/III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Э. Малиновский, Д. В. Малляр. ЖТФ, 1935, 5, 1260.
2. R. Fawler, S. Corrigan. Phys. fluids, 1966, 9, 2073.
3. H. Jagers, A. von Engel. Combustion and Flame, 1971, 16, 3.
4. H. Calcotte, R. Pease. Ind. Engin. Chem., 1951, 43, 112.
5. I. Mitchell, F. Wright. Combustion and Flame, 1969, 13, 4.
6. R. Heisohn, C. Wilhelm, P. Becker. Eif. Combustion and Flame, 1970, 14, 13, 341.

7. Б. Г. Дьячков, М. Г. Нефедова. Вопросы теории горения. Материалы семинара. М., «Наука», 1970, с 76—86.
8. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М., «Мир», 1968.
9. Н. Н. Иноземцев. Изв. вузов, сер. «Авиационная техника», 1958, 4, 72.
10. H. F. Calcoete. 26-th meeting of Propulsion and Energetics panel, AGARD, Pisa (Italy), 1965, p. 47—56.
11. Р. Фридман. Четвертый симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958, с. 175—178.

УДК 662.215.4

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА И КИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ВВ ПРИ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Н. П. Логинов, С. М. Муратов, Н. К. Назаров

При возбуждении взрыва твердых ВВ механическими воздействиями (удар, трение) определяющую роль играют локальные разогревы [1—3]. Причинами их образования могут быть прочностное разрушение и течение ВВ, трение по твердой поверхности, присутствие тугоплавких инородных частиц.

Для суждения о механизме возбуждения взрыва вибрационной нагрузкой эти сведения могут оказаться недостаточными в связи с ее существенными отличиями от однократного удара и быстрого сдвига. Вибрационная нагрузка имеет следующие особенности:

- 1) цикличность, т. е. многократное повторение циклов «нагрузка—разгрузка»;
- 2) несравненно большую общую продолжительность воздействия и почти одинаковую длительность одного цикла по сравнению с временем удара;
- 3) периодическая нагрузка вызывает изменение физико-механических свойств и характера деформации образца ВВ.

Из работ [4, 5] известно, что циклическая нагрузка, изменяющаяся по закону $\sigma = \sigma_0 \sin \omega t$, вызывает деформацию образца $\epsilon = \epsilon_0 \sin (\omega t - \varphi)$, запаздывающую по фазе на угол φ относительно напряжения из-за протекания релаксационных процессов. Здесь σ_0 , ϵ_0 — соответственно максимальное напряжение и деформация. При этом удельная работа деформации образца определяется по уравнению $A = \int \sigma \cdot d\epsilon$. Учитывая способность ВВ разлагаться под влиянием внешних воздействий при определенных температурах [6, 7], можно предположить, что существуют режимы вибрационного воздействия, которые могут вызвать термический распад ВВ. До настоящего времени этот вопрос практически не был изучен.

Эксперименты по возбуждению азидсвинца, гексогена, перхлората аммония (ПХА), тротила и пороха Н показали, что взрыв ВВ возникает только при определенных параметрах вибрации, а на его возникновение, кроме природы ВВ, влияют физико-механические свойства и условия деформации образца.

Схема проведения испытаний образцов изображена на рис. 1. На подвижной площадке 2 установлен вибратор 1,

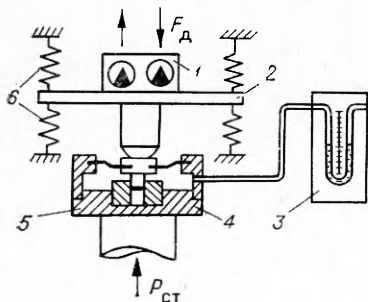


Рис. 1. Схема вибрационных испытаний.