

концентрации хорошо согласуются (табл. 2). Можно сделать заключение о правдоподобии выбора механизма и констант скоростей реакций.

Отметим, большую общность в механизмах окисления ацетилена и метана, позволившую осуществить единый подход к их описанию. Разумеется, работа над механизмом горения ацетилена должна быть продолжена в двух направлениях. Во-первых, необходимо иметь достаточно полную схему, включающую кинетику горения богатых смесей. Во-вторых, желательны установить наиболее важные реакции, а это может быть сделано только на основе сопоставления с достаточно обширным и разнообразным экспериментальным материалом.

Величина нормальной скорости распространения ацетиленового пламени в принципе может быть вычислена при решении системы уравнений (1) в неизотермическом виде совместно с соответствующим уравнением теплового баланса.

*Институт химической
физики АН СССР*

*Поступила в редакцию
3/11 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, В. С. Посвянский. ФГВ, 1975, 11, 2.
2. W. C. Gardiner, B. F. Walker. J. Chem. Phys., 1963, 48, 5279.
3. W. G. Browne, R. P. Porter a. o. 12-th Symposium (Int.) on Combustion, Comb. Inst., Pittsburgh, 1969, p. 1035.
4. I. N. Bradley, R. S. Tse. Trans. Far Soc., 1965, 65, 2865.
5. K. H. Eberius, K. Hoylemann, H. G. Wagner. 14-th Symposium (International) on Combustion, Comb. Inst., Pittsburgh, 1973, p. 147.
6. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, Г. А. Фурман. 2-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву, М., 1969, с. 92; Изв. АН СССР, сер. химическая, 1971, 1406, 2191; 1972, 2139.
7. J. Peeters, C. Vinckier. 15-th Symposium (International) on Combustion, Abstr., Comb. Inst., Pittsburgh, 1974, p. 185.
8. В. Я. Басевич, С. М. Когарко, Г. А. Фурман. Изв. АН СССР, сер. химическая, 1975, 7.
9. A. A. Westenberg, N. de Haas. J. Phys. Chem., 1969, 73, 1181.
10. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозафазных реакций. М., «Наука», 1970.
11. A. H. Laufer, A. M. Bass. J. Phys. Chem., 1974, 78, 1344.
12. В. Н. Кондратьев. 7-th Symposium (International) on Combustion, Butterworth Se Publ., 1959, p. 41.

УДК 536.46+541.125

КОНВЕКТИВНЫЙ ПРЕДЕЛ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ

В. С. Бабкин, А. В. Вьюн

Гравитационная конвекция оказывает сложное влияние на горение газов [1]. Когда скорость конвекции очага пламени, инициированного в центре закрытого сосуда, превышает видимую скорость горения, происходит конвективный подъем очага к верхней стенке сосуда и его гашение. Значительная часть свежей смеси оказывается несгоревшей [2]. Это явление — неспособность пламени распространяться по всему объему под влиянием конвекции — может наблюдаться при изменении раз-

личных параметров — состава смеси, давления, перегрузок и т. д. Поэтому представляется интересным проанализировать влияние этих параметров на закономерности распространения пламени в ограниченном объеме.

В связи с тем, что опытное определение одного из важнейших показателей взрывобезопасности — концентрационного предела — проводится всегда в ограниченном объеме, вопрос о конвективном гашении пламени стенкой сосуда приобретает большое практическое значение.

Распространение пламени в свободном пространстве

Рассмотрим динамику пламени при воспламенении смеси с относительно низкой нормальной скоростью точечным источником тепла, например, электрической искрой.

После некоторого периода формирования пламя распространяется в виде расширяющейся сферы (рис. 1, 1, 2). На радиальное движение фронта пламени накладывается конвективное движение, приводящее к подъему сферы вертикально вверх. В некоторый момент времени t_p при диаметре очага пламени d_p нижняя точка сферы изменяет направление движения: прекращается движение вниз и начинается движение вверх (рис. 1, 2). В период подъема, начиная с момента t_p , сферическое пламя постепенно деформируется. В нижней части пламени образуется конический провал с вершиной, приобретающей со временем плоскую форму (рис. 1, 3—6). Таким образом, очаг пламени поднимается к верхней стенке и на этом завершается стадия распространения пламени в свободном пространстве.

Различные стороны этой физической картины поведения пламени были рассмотрены в работах [2—7]. Ковард и Бринсли [3] наблюдали образование и распространение вихревых колец пламени в бедных смесях водорода, метана и окиси углерода. Эллис [4] описал и привел фотографии деформированных пламен. Авторы [2] провели параллельные измерения видимой скорости пламени S , скорости конвекции S_c и показали, что вблизи предела параметр $\beta = S_c/S$ больше единицы при очагах пламени меньше $1/3$ радиуса сферического сосуда (6,1 см) и этот параметр определяет подъем пламени к вершине сосуда с последующим его затуханием при движении вниз. В работе [6] было обнаружено, что условию $\beta = 1$ соответствует граница устойчивого распространения сферического пламени. Так как в этой работе исследовались низкие нормальные скорости (опыты проводились с разбавленными водой метано-воздушными смесями при высоких давлениях), начало деформации пламени наблюдалось вскоре после воспламенения на очагах малых размеров. Каналогичному выводу о начале деформации сферического пламени при $\beta \approx 1$ пришли авторы [8]. Эндрюс и Бредли [7] экспериментально показали, что при $\beta = 1$ нижняя точка пламени прекращает движение вниз.

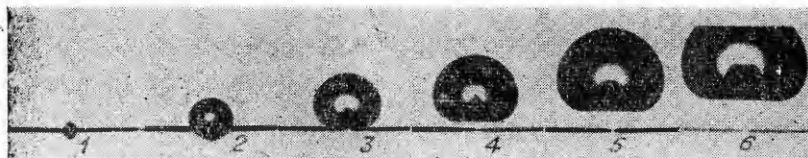


Рис. 1. Тепловровские фотографии начальной стадии распространения пламени под влиянием естественной конвекции. Смесь $\text{CH}_4 + 2,79\text{O}_2 + 12,3\text{N}_2$; $p_0 = 10$ атм; $T_0 = 293$ К.

Время от момента зажигания, мс: 1 — 2, 2 — 28,7, 3 — 53,3, 4 — 68,5, 5 — 83,3, 6 — 104,6.

Запишем уравнение конвективного движения сферического пламени

$$[d(mS_c)]/dt = (\rho_0 - \rho_b)gV - \alpha(\rho_0 S_c^2/2)\pi r_b^2. \quad (1)$$

Здесь m — масса продуктов сгорания с учетом присоединенной массы, ρ_0 и ρ_b — плотность свежего газа и продуктов сгорания, S_c — скорость конвекции, V и r_b — объем и радиус сферы, α — коэффициент сопротивления, g — ускорение силы тяжести, t — время.

Ловачев [5] рассматривал состояние сферического пламени в условиях равенства подъемной силы и сопротивления. Эндрус и Бредли [7] анализировали движение пламени, пренебрегая присоединенной массой и силой сопротивления. Согласно [7], для скорости подъема сферического пламени можно написать

$$S_c = b(E-1)gt, \quad (2)$$

где $b=1/4$; $E=\rho_0/\rho_b$ — коэффициент расширения продуктов сгорания. Более детально уравнение (1) было рассмотрено в работе [8]. С учетом присоединенной массы получено выражение (2), в котором

$$b = 1/[2(E+2)].$$

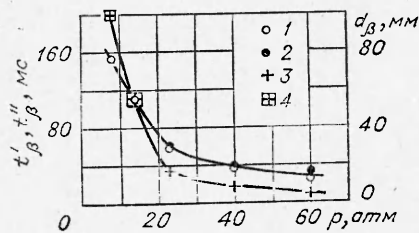


Рис. 2. Зависимости от давления t'_β (1), t''_β (2), d_β (3) для стехиометрической метано-воздушной смеси, разбавленной 20% воды (4 — предельный диаметр, определенный по времени развития конвекции t_β и видимой скорости S).

Вернемся к условию $\beta=1$, которое характеризует предельное состояние сферического пламени при естественной конвекции — способность сохранять свою сферическую форму и распространяться вниз. Соответствующее этому условию время горения от момента зажигания можно определить как время развития конвекции t_β , а соответствующий этому времени диаметр пламени — как предельный d_β .

На рис. 2 приведены зависимости от давления времени начала подъема нижней точки пламени t'_β , время начала деформации поверхности t''_β , а также предельного диаметра d_β для стехиометрической метано-воздушной смеси, разбавленной 20% воды, при начальной температуре 200°C. Видно, что $t'_\beta = t''_\beta = t_\beta$. Влияние давления на время развития конвекции и предельный диаметр в этих экспериментальных условиях описывается эмпирическими зависимостями

$$t_\beta \sim p^{-0.87}, \quad d_\beta \sim p^{-1.5}.$$

Условие распространения пламени в свободном пространстве с существенным влиянием конвекции $\beta=1$ можно представить иначе:

$$t_\beta = t_b,$$

где t_b — характерное время горения. Тогда, используя формулу (2), получим $t_\beta = S/[b(E-1)g]$. С другой стороны, $t_b = d_\beta/2S$, следовательно,

$$t_\beta/t_b = 2S^2/[bgd_\beta(E-1)] = (2/b)Fr_\beta = 1.$$

Это соотношение показывает, что в сосуде с характерным горизонтальным размером d существенное влияние конвекции на стадии свободного распространения пламени определяется обобщенным критическим числом Фруда

$$Fr_\beta = b/2. \quad (3)$$

Формула	Давление, атм				
	8	14	23	40	60
$b = \frac{S}{g(E-1)t_{\beta}}$	0,069	0,076	0,082	0,094	0,094
$b = \frac{2S_c S}{g(E-1)d}$	0,106	0,100	0,076	0,063*	0,063*
$\langle b \rangle_{\text{эксп}}$	0,088	0,088	0,080	0,082	0,079
$b = \frac{1}{4}$ по [7]	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
$b = \frac{1}{2(E+2)}$ по [8]	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08

* Скорость S_c определена по деформированным очагам.

В таблице приведены значения коэффициентов b для стехиометрической метано-воздушной смеси с добавкой воды, определенные по времени развития конвекции t_{β} (см. рис. 2), по скорости конвекции при постоянном диаметре 2 см (вторая строка таблицы), а также теоретические значения, соответствующие работам [7, 8]. Видно, что средние экспериментальные значения $\langle b \rangle_{\text{эксп}}$ приблизительно постоянны в диапазоне давлений 8—60 атм, равны 0,079—0,088 и достаточны близки к значениям, предсказанным теорией Марголина и др. [8].

Распространение пламени в ограниченном пространстве

Если параметр $\beta > 1$ при размерах очага пламени меньше диаметра сосуда, то в относительно широких сосудах и воспламенении смеси, например, у дна пламя под влиянием свободной конвекции поднимается в свободном пространстве к вершине. Предполагается, что сосуд настолько широк, что при подъеме очаг пламени не касается стенок¹. Если верхняя часть сосуда плоская, то очаг пламени растекается по потолку и становится тонким. Пламя перекрывает все сечение сосуда и в контакте с боковыми стенками опускается вниз в виде почти горизонтальной плоскости [9]. При движении пламени вниз происходит конвективное охлаждение продуктов сгорания и зоны пламени, в результате чего при определенных условиях оно затухает. При этом сгорает только часть первоначального объема смеси и газовый анализ после опытов показывает неполное выгорание.

Это явление — неспособность пламени распространяться по всему сосуду — не означает отсутствия способности у смеси поддерживать горение в свободном пространстве и вызвано гашением пламени стенкой под влиянием естественной конвекции в продуктах сгорания. Поэтому явление можно назвать конвективным пределом распространения пламени в ограниченном объеме. Как видно из условия (3), возможность такого предела появляется при уменьшении скорости пламени. В работе [2] конвективный предел наблюдался при разбавлении смеси одним из компонентов и при изменении давления.

На рис. 3 приведены зависимости степени выгорания η и параметра β от добавок ингибитора. Опыты, как и в [2], проводились в сферическом сосуде 183 мм при центральном воспламенении смеси. Ингибитор добавлялся к 6%-ной смеси метана в воздухе. Параметр β оп-

¹ Случай конвективного подъема пламени в узких сосудах, когда контакт со стенками наступает уже при подъеме пламени вскоре после воспламенения, в работе не рассматривается.

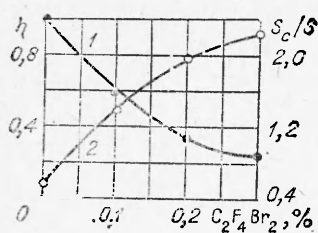


Рис. 3. Зависимость степени выгорания η (1) и отношения S_c/S (2) от добавки дибромтетрафторэтана к 6%-ной смеси метана с воздухом. $T_0=150^\circ\text{C}$; $p_0=10$ атм.

ределялся по боковой точке очага пламени при его горизонтальном диаметре 25 мм. Из рисунка видно, что уменьшение η сопровождается увеличением β , причем при $\eta < 0,8$ $\beta > 1$. Таким образом, конвективный предел наблюдается и при ингибировании пламени. В связи с этим отметим, что измеренное в работе [10] низкое давление взрыва водородно-воздушных смесей с добавками дибромтетрафторэтана можно объяснить не снижением температуры продуктов сгорания, как полагают авторы, а неполнотой выгорания, обусловленной конвективным гашением пламени стеной сосуда.

Эти результаты по ингибированию вместе с выводами работы [2] позволяют заключить, что конвективный предел в ограниченном объеме имеет общий характер и может наблюдаться при таких изменениях скорости пламени, которые приводят к условию $\beta > 1$.

Выше было показано, что параметр β характеризует способность пламени деформироваться и подниматься вертикально вверх в условиях свободного пространства. Но гашение пламени происходит на второй стадии — при движении пламени вниз в условиях взаимодействия пламени со стенками сосуда. Это подтверждают, в частности, опыты, описанные в [2], при которых верхнее, центральное и нижнее поджигание дало одно и то же значение верхнего предела по давлению. Поскольку β зависит от диаметра пламени, рассмотренная связь степени выгорания η и β , хотя имеет принципиальное значение, остается качественной. Роль параметра β на стадии движения пламени вниз рассматривается ниже.

Модель конвективного предела в ограниченном объеме

Приведенные выше результаты позволяют построить упрощенную модель предела в ограниченном объеме как модель процесса распространения пламени сверху вниз в вертикальной трубе.

Как и в [2] полагаем, что когда плоское пламя распространяется в длинной трубе (замечания по короткой трубе приводятся в конце статьи), большая поверхность теплообмена на стенке обеспечивает на некотором участке трубы длиной h полное охлаждение продуктов сгорания от температуры пламени T_b на фронте пламени до начальной температуры T_0 . Тогда объем горячих газов с зоной горения, ограниченной сверху холодными продуктами сгорания, а снизу — свежей смесью, будет стационарно распространяться сверху вниз с нормальной скоростью S_u .

При уменьшении нормальной скорости пламени возрастают относительные теплотери из зоны реакции вследствие поперечного кондуктивного теплоотвода в стенки и продольного конвективного теплоотвода под влиянием конвекции. Это приводит к сокращению высоты участка горячих газов h и прекращению горения при некотором критическом значении h , пропорциональном ширине зоны пламени δ .

Поскольку при изменении параметров системы (диаметра трубы, давления и т. д.) относительная роль кондуктивных и конвективных теплотерий изменяется, целесообразно определить границы, в которых доминируют те или другие теплотери. Для этого сначала рассмотрим условия гашения пламени в результате только кондуктивных или конвективных теплотерий.

Конвективные продольные теплотери, очевидно, преобладают в широких трубах. При этом физическая картина предела оказывается весьма близкой к рассмотренной одним из авторов при конвективном гашении пламени на бунзеновской горелке [11]. При малой нормальной скорости пламени продукты сгорания под влиянием архимедовой силы имеют скорость S_g , превышающую скорость продуктов сгорания на фронте пламени S на величину конвективной составляющей S_c , которая зависит от высоты над фронтом пламени и плотности охлаждающихся продуктов сгорания. Поэтому S_c по мере удаления от фронта сначала возрастает, проходит максимум и падает. Если скорость в максимуме превышает S_c , то можно найти поперечное сечение трубы на высоте h_β над фронтом пламени, где $\beta = S_c/S = 1$ (предполагается, что в сечении трубы S_g изменяется только от h). Найдем это сечение.

Рассмотрим движение элементарного объема продуктов сгорания, образованного на фронте пламени. Пренебрегая присоединенной массой и силой сопротивления и считая, что плотность холодных продуктов сгорания равна плотности свежей массы, из уравнения (1) можно получить

$$dS_g^2 = 2g(E-1)dh.$$

Интегрируя это уравнение в предположении $\rho_b = \text{const}$

$$2S_c S + S_c^2 = 2gh(E-1),$$

при $\beta = 1$ получим

$$h_\beta = 3S^2/[2g(E-1)]. \quad (4)$$

Если считать, что скорость конвекции горячего потока, направленного вверх, равна скорости холодного противотока, то условие $\beta = 1$ означает, что относительно газа на фронте холодный конвективный поток движется быстрее фронта пламени в области $h > h_\beta$ и медленнее при $h < h_\beta$. Следовательно, условие $\beta = 1$ определяет область интенсивного охлаждения продуктов сгорания, в результате вспятого или вихревого движения газа.

При подходе к концентрационному пределу и при соответствующем уменьшении нормальной скорости, из-за различного влияния температуры скорость продуктов сгорания S уменьшается сильнее, чем скорость конвекции. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению высоты h_β и затуханию пламени при значении h_β , пропорциональном ширине зоны пламени

$$h_\beta^* = c\delta, \quad (5)$$

где $\delta = \kappa/S_u$ — ширина зоны пламени; κ — коэффициент теплопроводности; $S_u = S\rho_b/\rho_0$ — нормальная скорость пламени; c — константа.

Принимая условие гашения (5), из уравнения (4) получим формулу для предельной нормальной скорости пламени в условиях конвективных теплотерей

$$S_{ul} = [2c\kappa g(E-1)/3E^2]^{1/2} \quad (6)$$

или $Pe Fr \approx \text{const}$, где Pe — число Пекле, отнесенное к горячим продуктам сгорания.

В выводе формулы (6) не учитываются многие особенности нестационарного процесса гашения пламени. В действительности, пламя, хотя в некоторой степени стабилизируется силой тяжести, распространяется перед затуханием с колебаниями [2]. Можно предположить, что искусственная турбулизация свежей смеси приведет или к уменьшению предельной скорости пламени (слабая турбулентность) или к ее увеличению (сильная турбулентность). Не учитывается также уменьшение

нормальной скорости пламени в результате увеличивающихся теплотерь при подходе к пределу. Формула (6) качественно объясняет результаты данной работы по ингибированию, а также существование концентрационных пределов по давлению в ограниченном объеме [2]. Предел по перегрузкам, наблюдаемый в работе [12] (при зажигании смеси в ближней к оси вращения точке), является, по нашему мнению, также пределом в ограниченном объеме и в соответствии с формулой (6) описывается зависимостью $S_{ul} \sim g^{1/3}$.

Из формулы (6) следует, что если нормальная скорость пламени имеет более сильную отрицательную зависимость от давления, чем степень $(-1/3)$, должен наблюдаться верхний предел по давлению. Если степень в зависимости нормальной скорости от давления больше $(-1/3)$, может наблюдаться нижний предел по давлению.

В случае только кондуктивных теплотерь при условии постоянства температуры стенки температура продуктов сгорания за фронтом пламени изменяется вдоль трубы по экспоненциальному закону [13]

$$(T - T_0) / (T_b - T_0) = \exp(-4\alpha h / S\rho_b c_p d), \quad (7)$$

где α — средний коэффициент теплоотдачи; C_p — теплоемкость; d — диаметр трубы.

Примем за характерный размер зоны охлаждения продуктов сгорания участок трубы, на котором температура понижается в e раз, тогда из формулы (7) следует

$$h_\alpha = S\rho_b c_p d / 4\alpha. \quad (8)$$

В случае ламинарного течения для цилиндрических труб можно принять $\alpha = 8\lambda/d$. Тогда по условию гашения пламени, аналогичного (5) $h_\alpha^* = c\delta$, из уравнения (8) получим известное соотношение $Pe = \text{const}$. Из физических соображений очевидно, что конвективные теплотери будут преобладать над кондуктивными, если $h_\alpha > h_\beta$. Подставляя в последнее равенство характерные размеры зон охлаждения h_α и h_β , из формул (4) и (8) получим простой критерий, позволяющий различать два предельных режима теплообмена

$$[c_p \rho_b g d (E - 1)] / 6S\alpha > 1. \quad (9)$$

Из формулы (9) видно, что критический диаметр d_c уменьшается с ростом давления и при увеличении перегрузок. Интересно, что при уменьшении нормальной скорости пламени конвективный механизм доминирует в более узких трубах.

Рассмотренная модель конвективного предела в ограниченном объеме предполагает, что длина трубы достаточна для охлаждения продуктов сгорания до начальной температуры, т. е. длина трубы l больше характерной зоны кондуктивного теплоотвода h_α . Но если $l < h_\alpha$, то процесс теплоотвода нельзя рассматривать как стационарный и распространять на этот случай выводы настоящего анализа.

В относительно короткой (или широкой трубе), т. е. при

$$l < h_\alpha \text{ или } l/d < S\rho_b c_p / 4\alpha, \quad (10)$$

вследствие небольшого падения температуры в продуктах сгорания и невозможности развития конвекции могут создаться более благоприятные условия для горения, чем в длинной трубе. Другими словами, смесь данного состава, способная полностью сгорать в короткой трубе, может оказаться неспособной распространять пламя в длинной в результате его конвективного гашения.

Согласно формуле (8), зона h_α увеличивается при увеличении давления, а используемые для определения пределов экспериментальные

сосуды имеют обычно малые размеры [1]. В опытах [14, 15] при распространении пламени вниз в некоторых воздушных смесях происходит сужение пределов до определенного давления, выше которого пределы расширяются. Если стадию сужения можно связать с конвективным пределом по давлению в ограниченном объеме в соответствии с формулой (6), то стадия расширения может быть объяснена нестационарным характером процесса охлаждения продуктов сгорания, когда реализуется условие (10).

Таким образом, из результатов, изложенных выше, следует, что предел воспламенения, определенный при распространении пламени сверху вниз в длинной и широкой трубе, не зависит от диаметра трубы, но зависит от ускорения силы тяжести. В этом смысле он не представляет фундаментальное свойство горючей смеси. Предел вызван гашением пламени стенкой трубы под влиянием естественной конвекции в продуктах сгорания.

ИХКИГ СО АН СССР

*Поступила в редакцию
7/V 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Lovachev, V. S. Babkin a. o. *Combustion and Flame* 1973, 20, 2.
2. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. H. F. Coward, F. Brinsley. *J. Chem. Soc. (London)*, 1914, 105, 621.
4. O. C. de C. Ellis. *Fuel*, 1928, 7, 5, 6.
5. Л. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1970, 193, 3.
6. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1971, 7, 3.
7. G. E. Andrews, D. Bradley. 14-th Symposium (International) on Combustion Pittsburgh, The Combustion Institute, 1973.
8. А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1973, 9, 6.
9. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. Тезисы Третьего всесоюзного симпозиума по горению, Черногоровка, 1971.
10. А. Н. Баратов, Ф. А. Карагулов, В. И. Макеев. ФГВ, 1970, 6, 1.
11. В. С. Бабкин. ФГВ, 1973, 9, 5.
12. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
13. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М.—Л., «Энергия», 1965.
14. E. Berl. *Chim. et Industr.*, 1929, 21, 3.
15. E. Berl, G. Wegner. *Ztschr. angew. chem.* 1927, 40, 9.

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ГАЗА ВБЛИЗИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ

Г. Д. Саламандра, Н. М. Вентцель, И. К. Федосеева

Известно [1], что при наложении постоянного поперечного электрического поля фронт пламени, распространяющийся в трубе, растягивается, причем его передняя точка располагается вблизи отрицательно заряженного электрода. При этом скорость распространения пламени возрастает. Причиной этого может, вообще говоря, быть либо увеличение нормальной скорости пламени, либо увеличение поверхности пламени, вызванное движением газа под действием электрического поля, либо и то и другое одновременно. Было показано [1—3], что в том случае, если напряженность поля не превосходит определенной вели-