

## О МЕХАНИЗМЕ УСИЛЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЛАМЕНЕМ «ЯЧЕИСТОЙ» СТРУКТУРЫ

*В. П. Карпов, А. С. Соколик*

*(Москва)*

### ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ И «ЯЧЕИСТАЯ» СТРУКТУРА ПЛАМЕНИ

Характерной особенностью горения газов в замкнутых сосудах достаточно больших поперечных размеров является возникновение волн давления и, при определенных условиях, их прогрессивное усиление, в результате чего образуются ударные волны значительных амплитуд с возникновением, как предельный случай, детонации.

Возникновение и прогрессирующее усиление волн давления описано в рамках общего термина «pin king». Рассматриваемое явление впервые наблюдалось в работе [1] и подробно исследовалось в [2]. При горении воздушных смесей углеводородов внимание исследователей привлек факт особой склонности к усилению волн сжатия в смесях с недостатком кислорода. По мнению авторов, вибрационное горение каким-то образом связано с неполнотой сгорания во фронте пламени богатых смесей.

Единственной попыткой объяснения механизма усиления волн давления через взаимодействие с пламенем являются работы [3—5], согласно которым усиление волны сжатия должно происходить при прохождении волны через зону реакции пламени. Сам факт усиления волны при взаимодействии с пламенем был, по-видимому, подтвержден прямым наблюдением [6], где было обнаружено увеличение скорости волны, а следовательно, и увеличение ее амплитуды при прохождении через фронт пламени.

Непосредственно примыкая к опытам [1], описываемые ниже опыты существенно расширили их возможности, используя кроме регистрации давления, также наблюдения за изменением структуры сферического пламени методом скоростной шпирен-киносъемки. Опыты проводились в цилиндрической бомбе  $100 \times 100$  мм, с оптическими стеклами на торцах цилиндра, через которые производилась киносъемка с частотой до 4000 кадр/сек. Смесь поджигалась искрой в центре сосуда.

При проведении опытов [7] было обнаружено, что появление вибраций давления во всех случаях оказалось связанным со специфическим изменением поверхности пламени — вместо гладкой поверхности появлялась так называемая «ячеистая» структура. Эта структура и сопутствующие ей колебания давления возникали в определенных областях составов, характерных для каждого горючего, и резко усиливались при повышении начального давления, при этом наблюдалось усиление дробления поверхности пламени, т. е. уменьшение размеров ячеек.

Эти опыты по-новому освещают роль обогащения углеводородо-воздушных смесей, с которыми в работах Уиллера связывалось «неполное сгорание во фронте пламени». Особенно показательным в этом отношении оказался пример смесей водорода, при горении которых вибрации возникают и усиливаются с обеднением смеси, так, что макси-

мальные колебания давления регистрируются в крайне бедных смесях —  $\alpha \sim 2,5$ .

В связи с этим отметим, что в работе [8] отмечалось, как парадоксальное, явление возникновения вибраций в медленно горящей водородо-воздушной смеси (15%  $H_2$ ), в то время как более богатая смесь (20%  $H_2$ ) вибраций не давала. Авторы объясняли это релаксационными явлениями колебательных степеней свободы. В настоящее время становится ясным, что вибрации в бедных смесях водорода обязаны образованию «ячеистой» структуры.

«Ячеистая» структура пламени была обнаружена на бедном пределе горения водородных смесей в опытах Коварда и Бринсли [9]. Впервые рациональное объяснение механизма образования отдельных колпачков пламени в таких смесях было предложено Гольдманом [10] на основе диффузионного обогащения зоны горения водородом. Эта идея была распространена в работах Зельдовича [11] на различные типы искривлением пламени, где в качестве условия образования «ячеистой» структуры бралась значительная разница в коэффициентах диффузии и температуропроводности, а именно  $D/\kappa > 1$ . Критерий возникновения вибрационного режима при распространении пламени «ячеистой» структуры рассмотрен Щелкиным [12]. Обзор наблюдений по пламенам «ячеистой» структуры был представлен Маркштейном [13].

Для выяснения же самого механизма усиления волн сжатия при взаимодействии с пламенем «ячеистой» структуры оказалось целесообразным перейти к кислородным смесям. При горении их вибрационный режим проявляется в более интенсивной форме, ибо сам процесс усиления волн сжатия при взаимодействии с пламенем может быть интенсифицирован как повышением начального давления, так и повышением температуры горения (соответственно степени расширения) при обогащении атмосферы кислородом. При переходе от тройных смесей к кислородным при одинаковых начальных давлениях наблюдается резкое усиление дробления поверхности пламени.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КИСЛОРОДНЫХ ПЛАМЕН

Опыты проводились в условиях бомбы постоянного объема при горении кислородных смесей метана, пропана, водорода и ацетилена. Начальное давление в камере сгорания изменялось от 100 мм рт. ст. до 5 ата. В опытах были использованы цилиндрические камеры сгорания диаметром 100 мм и высотой 100 и 10 мм. Торцевые стенки камеры были сделаны из оптических стекол, что позволило производить кино съемку процесса распространения пламени по шлирен-методу. Использовалась кинокамера СФР-2 при скорости съемки 10 000—90 000 кадр/сек.

В качестве источника света шлирен-схемы использована импульсная лампа ИФК-2000 с энергией вспышки 2000 дж, емкостью питающих конденсаторов 16 000 мкф (26 конденсаторов 1300×300 в). Зажигание лампы осуществлялось разрядом конденсаторов при отпирании тиратрона сигналом инициирующего импульса.

Запись изменения давления в бомбе осуществлялась пьезоэлектрическими датчиками мембранного типа (собственная частота 70 кгц) и двухлучевым катодным осциллографом в режиме ждущей развертки. В качестве пьезоэлементов использовались титанат бария (диаметр 5, толщина 5 мм) и пьезокварц (диаметр 8, высота 2 мм). Конструкция

датчика позволяла перемещать головку датчика с пьезоэлементом по камере и тем самым изучать распространение ударных волн по камере.

### ВИБРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

Приведенные на рис. 1, *a* осциллограммы давления демонстрируют усиление волн давления при горении стехиометрической пропано-кислородной смеси по мере увеличения начального давления. Процесс усиления начинается с очень малых звуковых амплитуд, которые, по-видимому, рождаются при воспламенении объема газа в зоне поджигания. Это подтверждается тем, что начальный импульс давления на при-

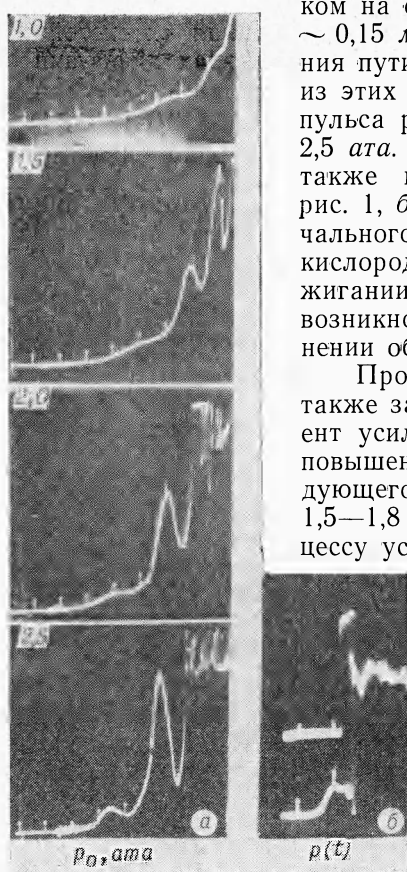


Рис. 1. Осциллограммы давления при горении смесей  $C_3H_8 + 5 \cdot O_2$  (*a*) и  $C_2H_2 + 2,5 \cdot O_2$  (*б*),  $p_0 = 1,2 \text{ атa}$ .

веденных осциллограммах регистрируется датчиком на стенке камеры через промежуток времени  $\sim 0,15 \text{ мсек}$ , что соответствует времени прохождения пути 50 мм со звуковой скоростью. Как видно из этих осциллограмм, амплитуда начального импульса растет при увеличении давления от 1 до 2,5 атa. Амплитуда начального импульса зависит также и от горючего газа — на приведенной на рис. 1, *б* осциллограмме видно, что амплитуда начального импульса при поджигании ацетилено-кислородной смеси значительно выше, чем при поджигании смесей пропана. Это также подтверждает возникновение начального импульса при воспламенении объема газа в зоне поджигания.

Процесс усиления волн давления (см. рис. 1, *a*) также зависит от начального давления. Коэффициент усиления, определяемый в начальной стадии повышения давления отношением амплитуд последующего колебания к предыдущему, растет от 1,5—1,8 при  $p_0 = 1 \text{ атa}$  до 7—8 при  $p_0 = 2,5 \text{ атa}$ . Процесу усиления волн давления всегда сопутствует

усиление дробления поверхности пламени. Такое усиление дробления иллюстрируется на рис. 2 фотографиями пламен в стехиометрических смесях водорода с кислородом при увеличении начального давления от 1 до 4,5 атa. На том же рисунке представлены фотографии пламен водорода при неизменном начальном давлении, но при различных соотношениях между водородом и кислородом. При значительном избытке кислорода, например  $\alpha = 2$ , значение коэффициента диффузии превосходит значение коэффициента температуропроводности в 5 раз и в соответствии с этим наблюда-

ется сильно раздробленная поверхность пламени такой смеси. Но даже при большом избытке водорода, например  $\alpha = 0,3$ , соотношение  $D/\kappa \sim 1,8$ , чему соответствует еще заметное дробление поверхности пламени.

Рис. 3 дает образец изменений во времени структуры поверхности пламени ацетилено-кислородных смесей. Наряду с щирен-кадрами на-

несен путь во времени самого пламени (кривая с экспериментальными точками текущего радиуса пламени) и пути падающих и отраженных волн. Скорость падающей волны рассчитана по времени прихода начального импульса давления на датчик давления, скорость отражен-

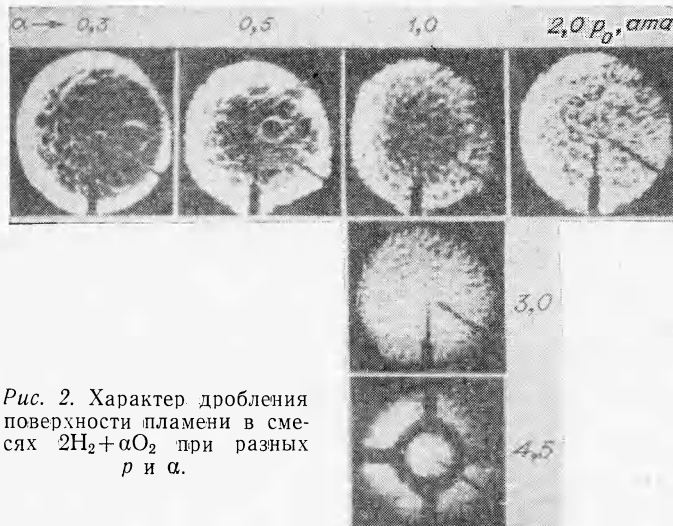


Рис. 2. Характер дробления поверхности пламени в смесях  $2\text{H}_2 + \alpha\text{O}_2$  при разных  $p$  и  $\alpha$ .

ных волн в продуктах может быть рассчитана по параметрам продуктов. Однако определение фактической траектории отраженных волн существенно усложняется при их взаимодействии друг с другом, особенно учитывая их геометрию (сферические и торроидальные волны). По этой причине взаимодействие отраженных волн с пламенем рассматривается несколько упрощенно, причем с достаточной приближен-

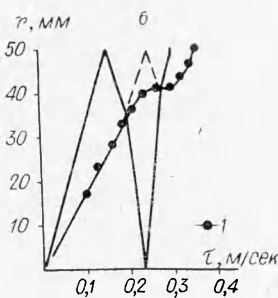
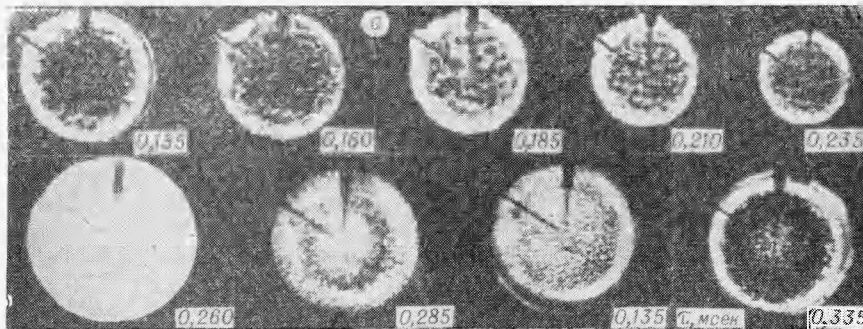


Рис. 3. Кинокадры пламени (а) и диаграмма пути пламени и волн давления в смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 1,5 \cdot \text{O}_2$  при  $p_0 = 0,6 \text{ атм}$  (б), 39000 кадр/сек.  
1 — путь пламени.

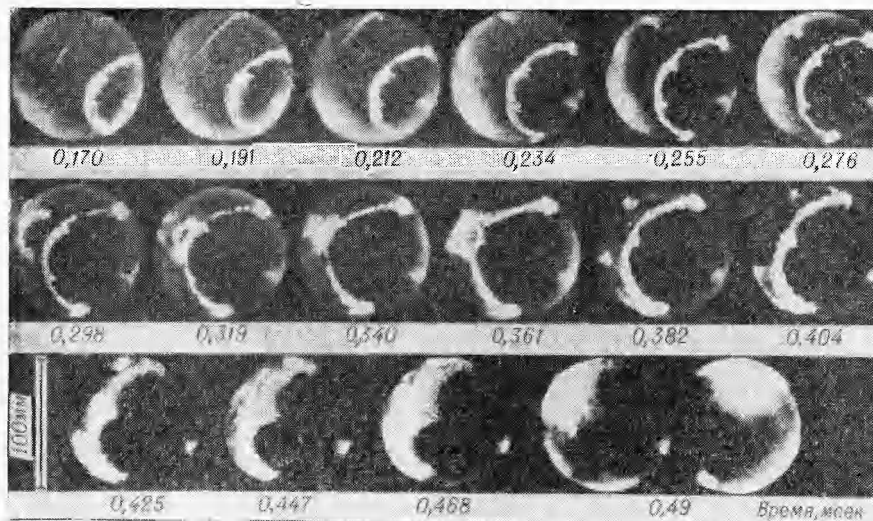


Рис. 4. Горение смеси  $C_2H_2 + 3,75 \cdot O_2$  в плоской бомбе при поджигании у стенки. Начальное давление 2 ата, 47000 кадр/сек.

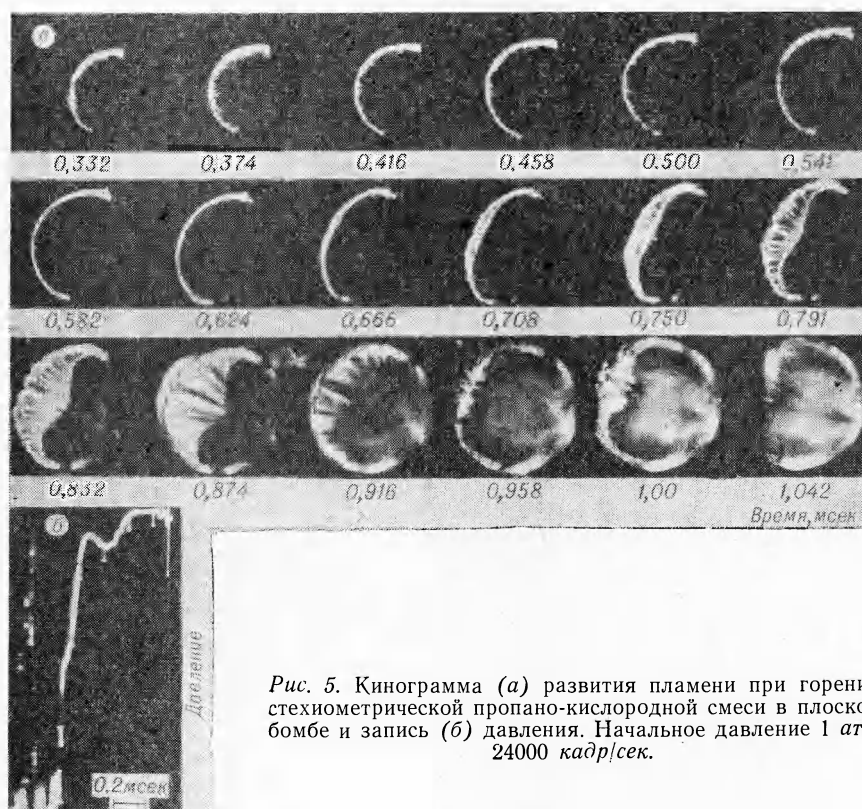


Рис. 5. Кинограмма (а) развития пламени при горении стехиометрической пропано-кислородной смеси в плоской бомбе и запись (б) давления. Начальное давление 1 ата, 24000 кадр/сек.

ностью моменты встречи отраженных волн с пламенем совпадают с моментами усиления дробления поверхности. Поскольку процессы усиления волн сжатия и дробления поверхности взаимно связаны и имеют явно прогрессирующий характер, то можно заключить, что процесс взаимодействия пламени с волнами сжатия развивается по механизму обратной связи. Сущность механизма обратной связи выяснилась из наблюдений над изменениями, происходящими в самой зоне пламени при взаимодействии с волной сжатия, причем эти наблюдения существенно упрощаются в условиях так называемой плоской бомбы (цилиндрическая бомба диаметром 100 мм, но при очень малой высоте цилиндра — 10 мм).

Типичный пример горения смеси в такой камере представлен на кинокадрах рис. 4, на которых виден фронт пламени и распространяющаяся впереди фронта пламени ударная волна, доходящая до противоположной (искровому промежутку) стенки и отражающаяся от нее. Особенно наглядно на рис. 5 можно наблюдать взаимодействие ударной волны с пламенем после отражения ее от стенки. На рис. 5 отчетливо видно, как в течение примерно 5 кадров, т. е. 200 мксек, наблюдается значительное расширение зоны пламени, что можно трактовать, как следствие прорыва свежей смеси за ударной волной в зону пламени (на рис. 5 ударная волна при давлении 1 ата не регистрируется, но построение характеристик для этого случая показывает, что начало расширения зоны пламени соответствует моменту прихода отраженной волны). Затем в течение промежутка времени около 40 мксек происходит воспламенение заброшенного объема смеси, приводящее к взрывному воспламенению с образованием новой ударной волны, как это видно на кадре при  $\tau = 0,874$  мсек. Об этом свидетельствует значительное усиление плотностного градиента в объеме свежей смеси, находящейся между фронтом пламени и стенкой камеры. Как видно из последующих кадров, ширина зоны пламени после этого резко сократилась, а затем вновь начинается процесс заброса смеси в зону пламени.

Исходя из такого рода кинокадров, полученных как при горении других горючих, так и в других условиях опыта, например при изменении начального давления, описанное явление можно рассматривать как подтверждение того, что зона «ячеистого» пламени является местом возникновения ударных волн и последующего усиления их в результате аккумуляции. Взаимодействие ударной волны с воздушными пламенами бутана в условиях ударной трубы было осуществлено Маркштейном [14]. В этих опытах также наблюдался прорыв свежей смеси в продукты и последующее увеличение скорости выгорания.

#### ПЕРЕХОД В ДЕТОНАЦИОННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ

В некоторых условиях опытов, в частности при увеличении начального давления, интенсивность ударной волны оказывается достаточной для возникновения перед фронтом пламени очага самовоспламенения, распространяющегося по смеси со скоростью 2—3 км/сек, т. е. со скоростью детонационной волны. По очевидным причинам в условиях этих опытов нет возможности определить детонацию на основе критерия неизменности скорости распространения на неограниченном расстоянии. Регистрации давления при этом показывают практически мгновенный подъем давления.

В ацетилено-кислородных смесях детонационное воспламенение возникает между фронтом ударной волны и фронтом пламени, первые

бчаги. всегда регистрируются непосредственно вблизи стенок бомбы в местах максимальных давления и температуры, вызванных отражением ударной волны от стенки, откуда они распространяются по сжатому ударной волной газу в направлении вдоль фронта пламени, т. е. между фронтом пламени и ударной волной.

При горении стехиометрической водородо-кислородной смеси при начальном давлении 4,5 *ата* воспламенение, как видно на кинокадрах рис. 6, возникает перед фронтом пламени за косой отраженной волной и распространяется по сжатой смеси со скоростью около 2,5 *км/сек*.

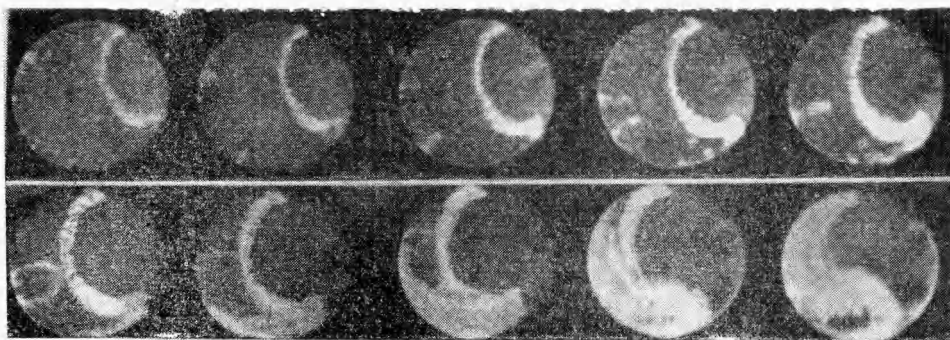


Рис. 6. Горение стехиометрической водородо-кислородной смеси в плоской бомбе при начальном давлении 4,5 *ата*, 62 800 *кадр/сек*.

При распространении сферических пламен детонационное воспламенение возникает при отражении сферической ударной волны от стенок бомбы. Аналогичные результаты получены в работе [15].

Рассмотренное нами взаимодействие ударной волны с пламенем существенно отличается от явления предетонационного разгона пламени в трубах, однако, как показывает тщательный анализ экспериментальных данных, относящихся к детонации в трубах, и здесь с появлением «ячеистой» структуры происходит рождение первых ударных волн и их аккумуляция в период предетонационного саморазгона. Хотя детальный анализ развития детонации в трубах, в частности с точки зрения участия в нем «ячеистого» пламени, представляет предмет самостоятельного изучения, выходящего за рамки настоящей работы, следует, однако, упомянуть работу Бринкли и Льюиса [16], в которой была высказана впервые идея о возможности рождения ударных волн, ответственных за предетонационный процесс в результате взрывного воспламенения внутри турбулентного пламени. Авторы при этом исходили из модели турбулентного пламени, предложенного Карловицем, в соответствии с которой между элементами искривленной поверхности пламени могут создаваться условия для мгновенного воспламенения объема газа. В настоящее время мы можем лишь отметить, что наряду с моделью турбулентного пламени, основанной на искривленной поверхности ламинарного пламени, развиваются иные представления о механизме турбулентного горения. Согласно этим представлениям, турбулентное горение осуществляется непосредственно в процессе турбулентной диффузии, в ходе турбулентного перемешивания свежего газа с продуктами горения, в виде так называемого «пульсирующего воспламенения». Вытекающие из такого представления выводы были подтверждены, например, в работе [17]. В то же время саму идею Бринкли и Льюиса

о возможности рождения ударных волн в результате внутривламенных взрывных процессов следует считать предшественницей представлений, развиваемых в настоящей работе в результате прямых наблюдений.

Поступила в редакцию  
27/VIII 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Bone, D. T. A. Townend. Flame and Combustion in Gases. London, 1927.
2. G. W. Maxwell R. V. Wheeler. J. Inst. Petrol. Techn., 1928, 14, 175; 1929, 15, 408.
3. С. М. Когарко. ЖТФ, 1960, 30, 1, 110.
4. С. М. Когарко, В. И. Скобелкин. Докл. АН СССР, 1958, 120, 6.
5. С. М. Когарко, Д. Л. Рыжков. ЖТФ, 1961, 31, 2, 216.
6. G. D. Salamandra, I. K. Sevastjanova. Comb. and Flame, 1963, 7, 2, 1969.
7. В. П. Карпов. ФГВ, 1965, 3, 68.
8. В. Lewis, G. Elbe. J. Chem. Phys., 1935, 3, 63.
9. H. F. Coward, F. Brinsley. J. Chem. Soc. 1914, 105, 1859.
10. F. Goldmann. Z. physik. Chem., 1929, 5, 307.
11. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.—Л., 1944.
12. К. И. Щелкин. ФГВ, 1966, 2, 33.
13. G. Markstein. IV Symposium on Combustion, 1953.
14. G. Markstein. VI Symposium on Combustion, 1957.
15. W. G. Struck, H. W. Reichenbach. XI Symposium on Combustion, 1966.
16. S. R. Brinkley, B. Lewis. VII Symposium on Combustion, 1959, 807.
17. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ. 1967, 3, 1, 61.

УДК 536.46+662.612

#### ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОШКООБРАЗНОГО АЛЮМИНИЯ

*А. Ф. Беляев,  
Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков, Ю. В. Фролов  
(Москва)*

В работе [1] был рассмотрен вопрос о горении и воспламенении одиночных частиц мелкодисперсного алюминия в условиях высокотемпературного газового потока. В данной работе, являющейся продолжением [1], рассмотрены характерные особенности горения порошкообразного алюминия, возникающие при повышении его концентрации в газовом потоке, а также некоторые особенности горения, связанные со способом введения частиц в поток.

Повышение концентрации частиц ведет к тому, что среднее расстояние между отдельными частицами в газовом потоке становится сравнимым с характерным размером изучаемого процесса. В результате этого на условия воспламенения и горения одиночной частицы накладывается фактор взаимодействия с соседними частицами, что может привести к количественному, а не исключено, и к качественному изменению некоторых характерных закономерностей наблюдаемого процесса.