

10. Михайлов В. В., Хаскин Л. Я. Об истечении газа из емкости в вакуум.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 1.
11. Михайлов В. В. Истечение газа из ограниченного объема через сопло Лавалья.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2.
12. Григоренко В. Л. Численное исследование ударного запуска сверхзвуковых сопел и сравнение с экспериментальными данными.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
13. Станкус Н. В. Численное исследование запуска сверхзвуковых сопел и недорасширенных струй при наличии колебательной релаксации. Препринт 101-83 ИТФ СО АН СССР, 1983.
14. Сафронов Л. А., Лебсак В. А. О нестационарных процессах в электродуговых подогревателях.— Изв. СО АН СССР, 1967, № 3, вып. 1.
15. Сафронов Л. А. Уравнения переходных процессов в электродуговых подогревателях.— Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1179.

Поступила 20/VII 1984 г.

УДК 536.46

МЕДЛЕННЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОЙ СМЕСИ

Б. М. Смирнов

(Новосибирск)

1. Распространение волны горения в газовой фазе определяется как скоростью химической реакции при максимальной температуре газовой смеси, так и переносом тепла по газу. Существует строгая математическая теория [1—5], устанавливающая связь между скоростью распространения волны горения в газе и параметрами химических и тепловых процессов в газе. В частности, из аррениусовской зависимости константы скорости химической реакции k от температуры T $k \sim \exp(-E_a/T)$ (E_a — энергия активации процесса) следует, что скорость распространения волны горения u связана с температурой газа после сгорания горючего T_m зависимостью [1, 2]

$$(1.1) \quad u \sim \exp(-E_a/2T_m).$$

При горении пылегазовой смеси добавляется дополнительный процесс, влияющий на характер распространения волны горения, — излучение пылинок. Когда поперечный размер зоны горения мал по сравнению с длиной пробега фотонов, вклад излучения пыли в тепловой баланс газа связан со скоростью распространения волны горения. Чем меньше скорость распространения волны горения, тем за большее время газ достигает максимальной температуры и тем большие потери на излучение пыли имеют место. В силу резкой зависимости (1.1) скорости волны горения от максимальной температуры газа возникает резкая зависимость для вклада излучения в тепловой баланс газа от условий распространения волны горения. Это приводит к двум режимам горения пылегазовой смеси [6]. В быстром режиме горения вклад излучения пыли в тепловой баланс газа относительно невелик. Поэтому максимальная температура газа определяется начальным запасом химической энергии в газе, причем химическая энергия идет на нагревание газа. Температура газа в волне горения для этого режима велика, волна горения распространяется относительно быстро, и этот режим горения аналогичен горению газовой смеси.

Медленный режим горения специфичен для пылегазовой смеси. В этом случае определенная часть химической энергии тратится на излучение пыли, так что максимальная температура смеси в волне горения несколько ниже, чем при быстром режиме горения. В силу резкой температурной зависимости (1.1) скорость распространения волны горения для медленного режима горения намного ниже, чем для быстрого. Данная работа посвящена расчету параметров волны горения для медленного режима, а также использованию полученных соотношений для горения угольной пыли в воздухе.

2. Рассмотрим особенности распространения волны горения в пылегазовой среде. Будем для простоты считать, что пылинка имеет сферическую форму, ее радиус r_0 , число пылинок в единице объема n . Реально можно считать, что пылинка находится в равновесии с окружающим ее газом, т. е. выполняется соотношение

$$(2.1) \quad \tau \gg r_0^2/\chi,$$

где τ — время горения частицы; χ — коэффициент температуропроводности газа; правая часть соотношения представляет собой характерное время распространения тепла на расстояние порядка размера частицы. В част-

ности, для воздуха при атмосферном давлении при температуре ~ 1000 К и $r_0 \sim 10\mu$ правая часть соотношения (2.1) порядка 10^{-6} с. Для рассмотренных далее конкретных случаев горения пылегазовых смесей при атмосферном давлении условие (2.1) выполняется с большим запасом.

Связь между температурой частицы T и температурой окружающего газа T_Γ может быть найдена из уравнения теплового баланса частицы. Если пренебречь излучением, падающим на частицу, то это уравнение имеет вид

$$(2.2) \quad \frac{\kappa}{r_0} (T - T_\Gamma) + a\sigma T^4 = \frac{r_0}{3} q(T),$$

где κ — коэффициент теплопроводности газа; $q(T)$ — мощность тепловыделения при горении, приходящаяся на единицу объема частицы*; a — коэффициент серости частицы; σ — коэффициент Стефана — Больцмана. Первое слагаемое в левой части уравнения теплового баланса (2.2) представляет собой тепловой поток между частицей и окружающим газом за счет теплопроводности газа, второе — поток излучения, испускаемого частицей. В правой части этого уравнения стоит тепловой поток, создаваемый за счет горения частицы.

Естественно представить температурную зависимость мощности тепловыделения при горении в виде закона Аррениуса:

$$(2.3) \quad q(T) = q_0 \exp(-E_a/T),$$

где E_a — энергия активации процесса горения. Фундаментальное значение для данного процесса имеет температура $T_{кр}$, при которой энерговыделение при горении сравнивается с потерями за счет излучения:

$$(2.4) \quad \frac{r_0}{3} q(T_{кр}) = a\sigma T_{кр}^4.$$

При этой температуре пылинки она совпадает с температурой окружающего газа.

Проанализируем уравнение теплового баланса пылинки в области температур $T - T_{кр} \ll T$. Имеем

$$(2.5) \quad \frac{\kappa}{r_0} (T - T_\Gamma) = a\sigma T_{кр}^4 (e^{\alpha\Delta T} - 1),$$

где $\alpha = E_a/T_{кр}^2$; $\Delta T = T - T_{кр}$. Из соотношения (2.5) следует, что на излучение пылинок тратится $e^{-\alpha\Delta T}$ часть энергии, выделяемой при горении частицы, и, следовательно, $1 - e^{-\alpha\Delta T}$ часть этой энергии идет на нагревание газа. При этом нагревание газа происходит как в области нахождения пылинки, так и передается в соседние области за счет теплопроводности газа.

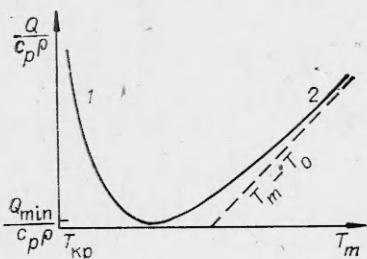
Учитывая данные соображения, используем для волны горения простую модель, согласно которой основное тепловыделение в волне происходит при максимальной температуре в волне. Пусть ΔH — изменение энтальпии единицы массы газа при нагревании, Q — химическая энергия, приходящаяся на единицу массы газа и выделяемая в результате горения. Тогда на основе сделанных заключений приходим к соотношению

$$\Delta H = Q [1 - e^{-\alpha(T_m - T_{кр})}],$$

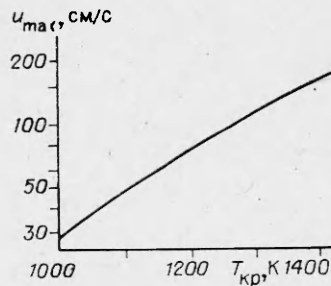
где T_m — максимальная температура в волне. Изменение энтальпии единицы массы газа при нагревании

$$\Delta H = \int_{T_0}^{T_m} c_p dT,$$

* Введение такой характеристики удобно, поскольку результаты далее используются для горения пористых углей, где горение идет по всему объему частицы. В случае, когда процесс идет только на поверхности пылинки, удобнее ввести другую характеристику, равную $r_0 q/3$.



Р и с. 1



Р и с. 2

где c_p — теплоемкость единицы массы смеси; ρ — ее массовая плотность; T_0 — температура перед фронтом волны горения. Для простоты будем считать, что c_p и ρ не зависят от температуры, так что $\Delta H = c_p(T_m - T_0)$. Тогда получим соотношение между используемым запасом химической энергии Q и максимальной температурой в волне горения T :

$$(2.6) \quad Q = \frac{c_p(T_m - T_0)}{1 - \exp[-\alpha(T_m - T_{кр})]}$$

Зависимость (2.6) удельного энергозапаса Q/c_p от максимальной температуры в волне T_m представлена на рис. 1, откуда видно, что при $Q > Q_{\min}$, когда существует волна горения, могут быть реализованы два разных режима горения при одном и том же энергозапасе. В случае $Q \gg Q_{\min}$ эти режимы имеют разную физическую природу. Медленный режим горения (область 1) осуществляется при температуре, близкой к $T_{кр}$, а основные потери энергии в этом случае идут на излучение частиц. В другом режиме горения (область 2) потери на излучение относительно невелики, так что основная часть энергии идет на нагревание газа*.

3. При получении соотношения (2.6) мы считали, что излучение частиц свободно уходит за пределы системы. Это имеет место, если ширина зоны горения Δx , т. е. области, в которой происходит сгорание пылинок, мала по сравнению с длиной пробега фотонов:

$$(3.1) \quad \lambda \gg \Delta x.$$

Другими словами, область горения оптически прозрачна. Это является общим свойством медленно распространяющихся волн горения в пылегазовой смеси. Ниже докажем данное утверждение.

Отношение ширины области горения к длине пробега фотона

$$(3.2) \quad \Delta x/\lambda = u\tau/\lambda,$$

где u — скорость распространения волны горения; τ — характерное время горения. При температуре, близкой к $T_{кр}$, мощность, рассеиваемая отдельной пылинкой, составляет $4\pi r_0^2 a \sigma T_{кр}^4$. Учитывая, что потери энергии на излучение единицы объема смеси меньше запаса химической энергии $Q\rho$ единицы объема, имеем

$$Q\rho > 4\pi r_0^2 a \sigma T_{кр}^4 n \tau,$$

* Реально с повышением температуры имеет место другой характер химической реакции горения. Во-первых, при интенсивном процессе горения он ограничивается скоростью подхода реагирующих молекул к пылинке, так что горение переходит в диффузионный режим. Во-вторых, при интенсивном процессе горения используется ограниченная часть объема пылинки. Эти и другие факторы ограничивают рост скорости тепловыделения $q(T)$ с температурой, так что может оказаться, что потери на излучение существенны. Однако это происходит при более высоких температурах и поэтому не влияет на наши выводы.

где n — число пылинок в единице объема газа. Используя выражение для длины свободного пробега фотонов в смеси

$$\lambda = (a\pi r_0^2 n)^{-1}$$

и полученное соотношение, находим из (3.2)

$$(3.3) \quad \Delta x / \lambda < u Q \rho / (4\sigma T_{кр}^4) = u / u_{\max}.$$

Из формулы (3.3) следует, что для медленных волн горения область зоны горения оптически прозрачна. На рис. 2 представлены значения параметра

$$u_{\max} = 4\sigma T_{кр}^4 / (Q\rho),$$

соответствующие горению угольно-воздушной смеси при атмосферном давлении. Использованное значение энергозапаса $Q = 2,2$ кДж на грамм воздуха соответствует горению при избыточном содержании угля с образованием при этом 50% CO и 50% CO₂. Как следует из рис. 2, при температурах горения в области 1000—1500 К $u_{\max} \sim 10^2 - 10^3$ см/с. Медленный режим горения соответствует скоростям волны горения порядка см/с, т. е. зона горения в этом случае заведомо оптически прозрачна.

Отметим, что условие свободного выхода излучения пылинок за пределы зоны горения наряду с соотношением (3.1) требует выполнения соотношения

$$(3.4) \quad \lambda \gg \Delta y,$$

где Δy — поперечный размер зоны горения*. Если условие (3.4) не выполняется, то испускаемое пылинками излучение возвращается обратно. Это приводит к нарушению формулы (2.6) и выводов относительно медленного режима горения, сделанных на основе (2.6). Далее будем рассматривать одномерный случай волны горения, который отвечает условию

$$(3.5) \quad \Delta y \gg \Delta x,$$

т. е. поперечный размер зоны горения велик по сравнению с шириной фронта горения.

4. Формула (2.6) получена при модельных предположениях, которые не учитывают ряд факторов: распределение температуры в зоне горения, влияние излучения, испускаемого из соседних областей, неполное сгорание горючего и т. д. Для вычисления характеристик волны горения желательно освободиться от использованных модельных предположений, проанализировать тепловые процессы в волне горения и связанный с ними профиль температур в зоне горения. Для этой цели используем двухтемпературное приближение, согласно которому пылегазовая смесь в каждой точке пространства описывается температурой пылинок T и температурой газа T_r , связанными друг с другом уравнением (2.2). Это справедливо, если за характерное время тепловыделения тепло успевает распространиться в газе в промежутке между соседними частицами и требует выполнения более жесткого по сравнению с (2.1) условия: $\tau \gg n^{-2/3} \chi^{-1}$. Оценки показывают, что для проводимых далее расчетов это условие выполняется. При этом уравнение баланса энергии в волне горения имеет вид

$$(4.1) \quad \kappa \frac{d^2 T_r}{dx^2} - u \rho_r \left(c_p^r \frac{dT_r}{dx} + m c_p^п \frac{dT}{dx} \right) + F = 0,$$

где $c_p^п$, c_p^r — теплоемкость пыли и газа, приходящаяся на единицу массы; $\rho_п$, ρ_r — массовая плотность пыли и газа соответственно; m — масса пыли в единице массы газа; F — мощность тепловыделения, идущая на нагревание единицы объема смеси. Уравнение (4.1) отражает тот факт, что тепло в

* В зависимости от того, выполняется это условие или нарушается, эксперимент дает разные значения для скорости распространения волны горения и минимальной концентрации пыли, при которой это возможно для быстрого режима горения [7].

волне горения распространяется по смеси за счет теплопроводности газа, а излучение свободно уходит за пределы рассматриваемой области.

Распишем выражение для мощности тепловыделения в единице объема F , идущей на нагревание газа. Эта величина — разность между тепловыделением за счет химической реакции горения и потерями за счет излучения, и в соответствии с формулой (2.2)

$$F = \frac{4}{3} \pi r_0^3 q(T) n - a\sigma(T^4 - T_0^4) 4\pi r_0^2 n = \frac{4}{\lambda} \left[\frac{r_0 q(T)}{3a} - \sigma(T^4 - T_0^4) \right].$$

Здесь T_0 — температура окружающего газа на расстоянии порядка длины свободного пробега фотонов или температура стенок системы, в которой находится смесь. Далее считаем, что эта температура совпадает с температурой газа перед фронтом волны горения.

Запишем выражение для удельной мощности тепловыделения в более удобном виде, введя $\tau(T)$ — время, за которое используется запасенная энергия. Будем рассматривать случай, когда горение происходит при избытке горючего — угля, т. е. энергезапас определяется количеством окислителя — кислорода воздуха. Полагая, что скорость тепловыделения пропорциональна неиспользованной части окислителя, получим

$$(4.2) \quad F = \frac{Q\rho_r c}{\tau} - \frac{4\sigma(T^4 - T_0^4)}{\lambda},$$

где Q — запасенная химическая энергия, которая приходится на единицу массы газа; c — неиспользованная часть окислителя. При этом, согласно определению критической температуры (2.4), имеем

$$\tau(T_{кр}) = \frac{Q\rho_r \lambda}{4\sigma(T_{кр}^4 - T_0^4)}.$$

Система уравнений (2.2), (4.1) описывает распределение температуры газа и температуры пыли в области зоны горения и справедлива при условии, что вблизи пылинки быстро устанавливается тепловое равновесие, что соответствует выполнению условия (2.4).

При исследовании медленного режима горения пылегазовой смеси рассмотрим случай, когда температуры газа и пылинок близки и количество пыли в газе относительно невелико, так что пыль вносит малый вклад в теплоемкость смеси. Возможность использования однотемпературного приближения определяется малостью параметра

$$\xi = \frac{E_a}{T^2} (T - T_r) = \frac{r_v}{\kappa} E_a a \sigma T_{кр}^2 (e^{\alpha \Delta T} - 1),$$

где $\Delta T = T_m - T_{кр}$, а в качестве температуры взята максимальная температура в волне, при которой отрыв температур максимален. При этом $\xi = 1$ отвечает тепловому взрыву пылинки, приводящему к ускорению процесса горения пылинки и перевода горения пылегазовой смеси в быстрый режим. Медленный режим горения пылегазовой смеси реализуется только при $\xi < 1$, что и оправдывает использование однотемпературного приближения, позволяющего получить аналитические выражения для параметров волны горения.

Система (2.2), (4.1) в однотемпературном приближении сводится к одному уравнению переноса энергии в волне горения, которое получается из (4.1) при $T = T_r$:

$$\kappa \frac{d^2 T}{dx^2} - u\rho_r \frac{dH}{dx} + F(T) = 0,$$

где $H(T) = \int (c_p^r + mc_p^u) dT$ — энтальпия, приходящаяся на единицу массы газа.

Чтобы найти скорость распространения волны горения, удобно воспользоваться стандартным методом, развитым в [1—3].

Введем новую функцию $Z = dT/dx$ и понизим порядок уравнения:

$$(4.3) \quad \kappa Z dZ/dT - uZ\rho_r dH/dT + F(T) = 0, \\ Z(T_0) = Z(T_m) = 0.$$

Подставим в это уравнение выражение (4.2) для удельной мощности тепловыделения, идущей на нагревание газа. Если скорость горения пропорциональна неиспользованной части окислителя c , то эта величина удовлетворяет уравнению $dc/dt = -c/\tau$. Так как $dt = dx/u = dT/Zu$, то

$$(4.4) \quad c = \exp \left[- \int_{T_0}^T \frac{dT}{Zu\tau} \right].$$

Кроме того, $cdT = -Zu\tau dc$. Используя это в уравнении (4.3), с учетом (4.2) приведем (4.3) к виду

$$(4.5) \quad dZ = \frac{v\rho_r}{\kappa} dH + \frac{4\sigma(T^4 - T_0^4)}{\lambda\kappa Z} dT - \frac{Q\rho_r u}{\kappa} dc.$$

Уравнение (4.5) представляет собой уравнение для температурного профиля в одномерной волне горения в одностепенном приближении, т. е. в случае, когда температура пылинки близка к температуре окружающего их газа. Анализ (4.5) позволяет получить соотношение между параметрами волны горения в пылегазовой смеси; его надо решать с граничными условиями

$$(4.6) \quad Z(T_0) = Z(T_m) = 0.$$

Кроме того, при рассматриваемом предположении из соотношения (3.3) следует, что при $T_m - T_{кр} \ll T_{кр}$

$$(4.7) \quad c(T_m) = \exp [-\alpha(T_m - T_{кр})].$$

5. Уравнение переноса энергии (4.5) с граничными условиями (4.6), (4.7) можно применять для определения скорости распространения волны горения и максимальной температуры в волне в рассматриваемой пылегазовой смеси. Для этого используем традиционный подход [1—3], основанный на разделении областей, где в основном происходит химическая реакция, т. е. имеет место тепловыделение, и где осуществляются потери энергии. В соответствии с этим будем считать, что тепловыделение при горении идет только в области температур, близких к T_m . Вне указанной области температур последним членом в (4.5) можно пренебречь.

Это модельное предположение позволяет решить уравнение (4.5), а спливание решений на границе областей — определить скорость волны u , а также долю запаса энергии, которая израсходована на нагревание газа:

$$(5.1) \quad u = \frac{1,4T_m \sqrt{\kappa}}{[1 - e^{-\alpha(T_m - T_{кр})}] \sqrt{E_a Q_0 \rho_r \tau (T_m) b^{1/4}}};$$

$$(5.2) \quad \frac{\Delta H_1}{Q} = [1 - e^{-\alpha(T_m - T_{кр})}]^2 - \frac{0,42\sigma T_m^3 E_a}{q(T_m) \rho_{r0} \sqrt{b}}.$$

Здесь Q_0 — полный запас химической энергии, приходящийся на единицу массы газа; q — мощность тепловыделения, приходящаяся на единицу массы пыли. Численный параметр $b \sim 1$ возник при сопоставлении соотношений (4.4) и (4.7) и определяется уравнением

$$(5.3) \quad \sqrt{b} \pi e^b = \alpha(T_m - T_{кр}).$$

В табл. 1 представлены численные значения этого параметра, а в области $2 < \alpha(T_m - T_{кр}) < 10$ с точностью лучше 10% решение (5.3) аппроксимируется зависимостью $b = 0,12 + 0,58 \ln [\alpha(T_m - T_{кр})]$.

Т а б л и ц а 1

$\alpha(T_m - T_{кр})$	b	$\alpha(T_m - T_{кр})$	b	$\alpha(T_m - T_{кр})$	b	$\alpha(T_m - T_{кр})$	b
1,0	0,209	2,0	0,484	3,5	0,795	6,0	1,150
1,2	0,268	2,5	0,600	4,0	0,879	8,0	1,355
1,6	0,381	3,0	0,703	5,0	1,025	10,0	1,521

Отметим, что, согласно формуле (5.1),

$$u \sim \tau^{-1/2}(T_m) \sim \exp(-E_a/2T_m),$$

что совпадает с (1.1) и является общим результатом теории горения газов. Далее, (5.2) учитывает потери на излучение в области горения, в нагретой области перед волной горения, где химическая реакция идет неинтенсивно (второй член в (5.2)), а также неполное использование окислителя. Критерий применимости этой формулы связан с выполнением условия $\alpha(T_m - T_{кр}) \gg 1$.

6. Используем полученные соотношения для анализа распространения волны горения в угольно-воздушных смесях при атмосферном давлении воздуха. Такой анализ позволит понять закономерности медленного горения реальной пылегазовой смеси. Рассмотрим пористые угли, в которых химическая реакция горения идет по всему объему. Соответствующие скорости тепловыделения приведены в табл. 2. Точность этих результатов невелика, и иногда они используются за пределами температурного интервала, для которого получены. Тем не менее статистика данных оправдывает те выводы, которые можно сделать по совокупности измерений.

На рис. 3—6 представлены результаты расчета параметров угольно-воздушной смеси, которые выполнены по полученным выше формулам с использованием мощностей тепловыделения, взятых из табл. 2. Кривые 1—4 соответствуют случаям табл. 2. На рис. 3 дается связь радиуса пылинок и критической температуры при заданных удельных мощностях тепловыделения при горении. Как видно из рис. 4, для больших пылинок медленный режим горения не реализуется — тепловой взрыв (штриховые линии) переводит систему в быстрый режим горения. На рис. 5 приводится рассчитанная по формуле (5.1) скорость распространения волны горения. Для рассматриваемого медленного режима горения она относительно невелика и для частиц радиуса $r_0 \sim 10\mu$ оказывается порядка см/с. Зона горения также невелика и составляет доли сантиметра.

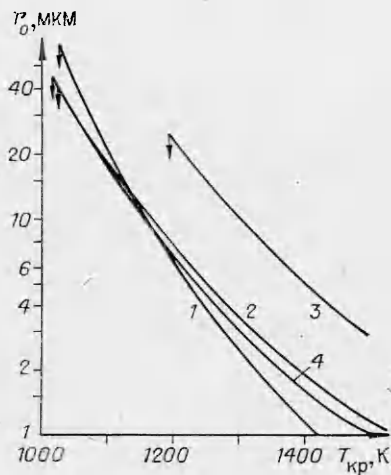
Отметим, что удельный энергозапас горючего зависит от степени сгорания углерода при химической реакции. В табл. 3 приводятся параметры тепловыделения при предельных режимах горения, когда оно идет при избытке угля (см. рис. 3—6), а также стереохимическое содержание угля в воздухе для соответствующих путей процесса. Во всех расчетах использованы параметры, соответствующие 3-му случаю табл. 3, т. е. промежуточному способу сгорания угля.

На рис. 6 показана зависимость удельной энергии смеси от максимальной температуры в зоне горения и относительная доля энергозапаса,

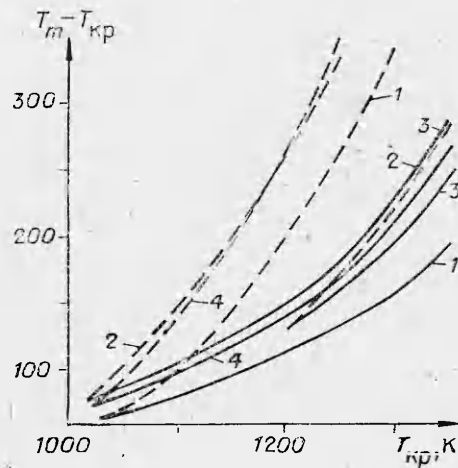
Т а б л и ц а 2

№ п/п	Уголь	$q_0, 10^{10}$ Вт/г	$E_a,$ ккал/моль	Источник
1	Кокс полуантрацита	20	40	[8]
2	Отожженный уголь	8	32	[9]
3	Активированный березовый уголь	2	35	[10]
4	»	4	34	[11]

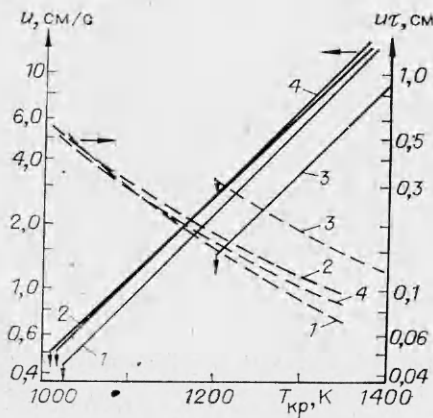
П р и м е ч а н и е. Даны параметры формулы (2.4) для удельной мощности тепловыделения.



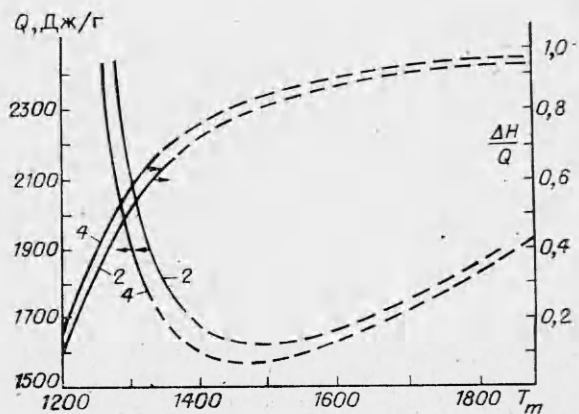
Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

идущая на нагревание газа, для двух конкретных случаев. Зависимость удельной энергии от максимальной температуры горения такая же, как и на рис. 1. Однако, начиная с некоторых T , возможен тепловой взрыв пылинок, что и переводит систему в быстрый режим горения.

Из анализа проведенных расчетов следует, что при горении угольной пыли в воздухе возможен медленный режим горения при максимальной температуре в зоне горения, несколько превышающей 1000 К. Этот режим соответствует скорости распространения волны горения порядка см/с и ширине зоны горения порядка долей сантиметра. Для больших пылинок он не осуществляется из-за теплового взрыва пылинок, приводящего к резкому повышению их температуры и переводу системы в режим быстрого горения. Увеличение температуры смеси перед волной горения приводит к тепловому взрыву более мелких частиц.

Существен вопрос устойчивости медленного режима горения относительно возмущений в волне. Более устойчив быстрый режим горения. Действительно, в медленном режиме горения локальный вклад энергии повышает температуру и ускоряет горение, что в свою очередь приводит к меньшим потерям на излучение и к дополнительному нагреву смеси. Значит, медленный режим горения оказывается метастабильным. Анализ устойчивости этого режима традиционными методами [12] показывает, что существуют две возможности неустойчивости его с переходом в быстрый. Одна из них — тепловой взрыв пылинок, имеющий место для большого

Таблица 3

№ п/п	Продукты горения	Энерговыведение		Минимальное количество угля на грамм воздуха при полном использовании кислорода воздуха, г
		на молекулу кислорода, эВ	на грамм воздуха, кДж	
1	CO	2,26	1,6	0,16
2	CO ₂	4,02	2,8	0,08
3	50% CO, 50% CO ₂	3,14	2,2	0,12

размера пылинок (см. рис. 3—6), другая обусловлена локальными неоднородностями в смеси, которые приводят к срыву медленного режима в отдельных областях пространства и дальнейшему распространению неустойчивости по всему пространству. Этот механизм имеет отношение к реальным системам. Тем не менее существует широкая область параметров, где возможен медленный режим горения пылегазовой смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Франк-Каменецкий Д. А. Теория теплового распространения пламени.— ЖФХ, 1938, т. 12, № 1.
2. Зельдович Я. Б., Семенов Н. Н. Кинетика химических реакций в пламенах.— ЖЭТФ, 1940, т. 10, № 9—10.
3. Зельдович Я. Б. Теория горения газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.
4. Теория горения и взрыва/Под ред. Ю. В. Фролова. М.: Наука, 1981.
5. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
6. Смирнов Б. М. Теория распространения волны горения в пылегазовой смеси. Препринт ИТФ СО АН СССР, 1983, № 102.
7. Slezak S. E. et al. Coal dust flame propagation in a laboratory flammability tube.— Combustion and flame, 1983, v. 54.
8. Smith I. M., Tyler R. J. Internal burning of pulverized semiantracite.— Fuel, 1972, v. 51.
9. Smith I. M., Tyler R. J. The reactivity of porous brown coal char to oxygen between 630 and 1817 K.— Combustion science and technology, 1974, v. 9.
10. Григорьев Г. Ю., Дорофеев С. Б., Смирнов Б. М. Параметры тепловыделения при горении активированного угля.— Хим. физика, 1984, т. 3, № 4.
11. Григорьев Г. Ю., Дорофеев С. Б. и др. Скорости горения древесного угля.— ФГВ, 1984, № 5.
12. Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1980.

Поступила 23/VIII 1984 г.

УДК 534.222.2

ПЛОСКАЯ ЗАДАЧА ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

П. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов, Р. И. Нигматуллин
(Москва)

При конвективном горении аэровзвесей часто реализуются скорости газа и фронта горения много меньше скорости звука в газе. В этом случае процесс может исследоваться в рамках гомобарического приближения [1], при котором вместо уравнения импульса газа используется уравнение однородности давления газа по пространству. Одномерные задачи о конвективном горении аэровзвесей в ограниченных областях в рамках гомобарического приближения рассмотрены в [2—4]. В [5], где аналогичные задачи решены численно, показано, что при низких концентрациях топлива в потоке реализуются затухающие колебания параметров, причем эти колебания происходят около гомобарического решения. В [6] кратко изложены результаты численного решения одномерной задачи о горении аэровзвеси угольной пыли в замкнутой области.

В данной работе решается плоская задача о конвективном горении аэровзвеси в квадратной области. Рассматривается случай низких концентраций топлива. В двумерном движении в гомобарическом приближении система уравнений незамкнутая. Для замыкания системы уравнений предлагается использовать предположение о потенциальности движения. Полученные таким образом решения сравниваются с числен-