

Маркштейна, предположившего зависимость u_n от кривизны фронта. Если кривизна сохраняется, то, по Маркштейну, скорость горения неизменна. В данной работе использовались нестационарные уравнения, скорость горения меняется за счет изменения угла наклона в пламени к направлению движения. Такой поворот участка пламени в турбулентном потоке происходит в нестационарных условиях, т. е. непрерывно меняются условия теплообмена. И если за фронт пламени принять линию наибольшего тепловыделения, то максимум скорости реакции все время колеблется. Так что поправка Маркштейна отражает либо колебания скорости реакции, либо колебания скорости теплообмена. В работе [9] за основу поправки бралось первое из указанных обстоятельств, в настоящей работе — второе, что статистически дает одинаковый результат.

Вопросы обратного воздействия пламени на поток не рассматривались.

В заключение авторы благодарят акад. Я. Б. Зельдовича за постановку задачи.

*Поступила в редакцию
26/III 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Вилунов, И. Г. Дик. Тез. докл. III научной конференции по математике и механике. Томск, Изд-во ТГУ, 1973.
2. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. Курс теории горения, детонации и взрыва. Ч. II. М., ММИ, 1947.
3. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М., «Наука», 1971.
4. К. И. Щелкин, К. Я. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
5. J. M. Richardson. Proc. aerothermochemistry gasdynamics sump., Northwestern Univ., Evanston, 1956.
6. А. М. Климов. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
7. L. S. Kovasznay. Yet Prop., 1956, 26, 6.
8. А. М. Климов. ПМТФ, 1963, 3.
9. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.

УДК 662.612.63

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА НА ГОРЕНИЕ РАСТИТЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Э. В. Конев, Е. К. Кисляхов

(Красноярск)

Известно, что закономерности теплообмена существенно и определенным образом зависят от формы и размеров участвующих в теплообмене тел (см., например, [1]). Это обстоятельство может быть использовано для изучения процесса горения растительности, в частности, для выяснения режима теплообмена (пленочный, ламинарный, турбулентный) между факелом пламени и горючим материалом. С этой целью были проведены опыты на растительных частицах круглой цилиндрической формы (веточках) при различных диаметрах. Выбор был обусловлен тем, что закономерности теплообмена для частиц такой формы более или менее хорошо изучены, с одной стороны, и что частицы цилиндрической формы широко представлены в природе — с другой.

Для опытов брались веточки ели (без коры) и сосны (с тонкой корой), расположенные на поверхности напочвенного покрова в лесу. После сушки в течение суток при $105 \pm 5^\circ\text{C}$ у них измеряли массу в расчете на единицу длины M и диаметр d , а затем сжигали. Часть опытов была проведена на искусственных цилиндрах, изготовленных из древесины сосны.

Основным измеряемым параметром была скорость распространения пламени вдоль образца u . Она определялась по времени перегорания двух нитей, установленных на определенном расстоянии одна от другой. Одновременно измерялась ширина факела пламени L и длина зоны горения углеродистого остатка l , что позволило рассчитать время газификации $\tau_r = \frac{l}{u}$ и сгорания углеродистого остатка $\tau_y = \frac{l}{u}$. Положение образцов было горизонтальное, их температура к моменту зажигания составляла около $25\text{--}30^\circ\text{C}$, влагосодержание не более $0,2\%$, плотность веточек ели — $0,60 \text{ г/см}^3$, плотность веточек сосны — $0,56 \text{ г/см}^3$.

С целью выяснить, сохраняются ли закономерности горения в естественных условиях, были проведены также опыты на слоях из опавшей сосновой хвои. Сосновые веточки различного диаметра укладывались на поверхности слоя параллельно направлению распространения пламени. Слои имели ширину 25 и длину 70 см. Влагосодержание слоя и веточек составляло около 8% , запас хвои — $0,3 \text{ кг/м}^2$. Скорость распространения пламени по слою была около $1,25 \text{ мм/с}$.

Результаты измерений основных параметров горения при различных диаметрах веточек представлены на рис. 1 в логарифмических координатах. Зависимости скорости распространения пламени, времени газификации и времени сгорания углеродистого остатка от диаметра могут быть описаны следующими соотношениями

$$u = 2,8 \cdot d^{-0,93} \quad \text{при } d < 1,5 \text{ мм}, \quad (1)$$

$$\tau_r = 1,5 \cdot d^{2,0}, \quad (2)$$

$$\tau_y = 3,9 \cdot d^{2,0}. \quad (3)$$

Зависимость скорости распространения пламени вдоль веточек, лежащих на поверхности слоя, от диаметра также представлена на рис. 1. Видно, что качественно она аналогична зависимости $u(d)$ у отдельных веточек.

При проведении опытов было замечено, что, начиная с диаметра $1,6 \div 2,0 \text{ мм}$, горение веточек часто переходит на нерегулярный пульсирующий режим: пламя срывается, как правило, под образцом, а затем или исчезает или восстанавливается вновь. Процент таких опытов возрастал с увеличением диаметра и при некотором его значении ($\approx 2,5 \text{ мм}$ у ели, $\approx 3,0 \text{ мм}$ у сосны) пламя гасло в подавляющем большинстве опытов. Одновременно наблюдалось изменение хода зависимости $\tau_r(d)$ (см. рис. 1) и увеличение разброса точек на зависимости $u(d)$. У гладких цилиндров из древесины сосны, длительное время термостати-

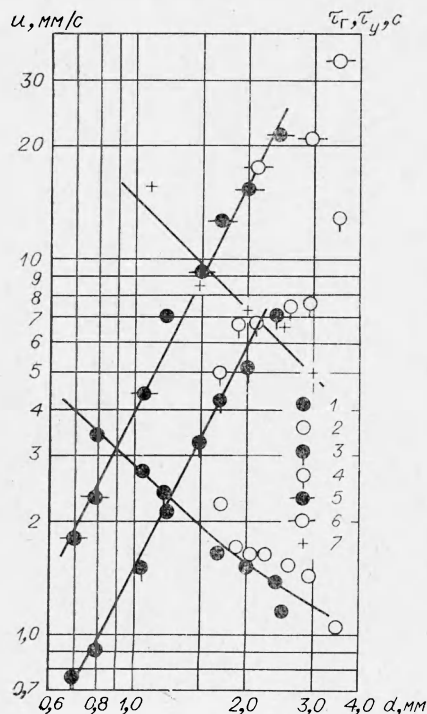


Рис. 1. Зависимость параметров горения от диаметра.

1, 2 — скорость распространения пламени; 3, 4 — время газификации; 5, 6 — время сгорания углеродистого остатка у веточек ели и сосны соответственно; 7 — скорость распространения пламени вдоль веточек сосны на поверхности слоя (умножена на десять).

ровавшихся при 105—110°С, пульсирующий режим отсутствовал даже при диаметрах 4—5 мм (при больших диаметрах опыты не проводились).

Обработывая приведенные материалы, авторы исходили из предположения, что фронт горения у цилиндра, как и при горении хвой [2], имеет несколько зон, существенно различающихся по характеру протекающих в них процессов (рис. 2). До подхода факела пламени цилиндр нагревается излучением факела при наличии теплоотвода за счет конвекции. Непосредственно на передней кромке факела имеется зона интенсивного нагрева материала как излучением, так и конвекцией. Процессы в этой зоне определяют закономерности распространения пламени вдоль цилиндра [2]. Внутри факела в зоне шириной L горючий материал газифицируется. На задней кромке фронта горения находится зона сгорания углеродистого остатка.

Соотношение для скорости распространения пламени вдоль цилиндрической частицы из абсолютно сухого материала может быть представлено после преобразований с учетом многостадийности фронта, аналогичных приведенным в [3, 4], в виде

$$u = \frac{4\delta [\alpha (\bar{T}_r - \bar{T}_x) + \beta q_{\text{л}}]}{\bar{c} \bar{\rho} (T_{\text{п}} - T_{\delta}) \cdot d} \quad (4)$$

Здесь \bar{c} и $\bar{\rho}$ — средняя теплоемкость и плотность материала соответственно; $T_{\text{п}}$ и T_0 — температура газификации (почернения) и начальная температура образца; δ — ширина зоны теплообмена на передней кромке факела пламени; α — коэффициент конвективного теплообмена; \bar{T}_r и \bar{T}_x — средние в интервале $0 \leq x \leq \delta$ температуры факела и горючего материала; β — коэффициент поглощения излучения с учетом доли облучаемой поверхности; $q_{\text{л}}$ — плотность лучистого потока; T_{δ} — температура в точке начала конвективного нагрева. Последняя в квазистационарном приближении может быть рассчитана как

$$T_{\delta} = T_0 + \frac{\beta q_{\text{л}}}{\alpha} \quad (5)$$

Оказалось, что экспериментальная зависимость (1) хорошо описывается выражением

$$u = \frac{4,2}{\rho} \left(\frac{0,032}{d} + 6,3 \right), \quad (6)$$

которое количественно совпадает с соотношением (4), если принять, что теплообмен факела пламени с горючим материалом протекает на передней кромке факела в пленочном режиме (т. е., что $\text{Nu} = \text{const}$) и что в исследованном диапазоне выполняется соотношение

$$\frac{\delta}{(T_{\text{п}} - T_{\delta}) \cdot d} \approx \text{const}. \quad (7)$$

При расчете соотношения (6) принималось, что $\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda_r} = 1,1$; $[u] = \text{см}$, $\rho \approx \rho_0 \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$, $\delta_{d=0,6\text{мм}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $T_{\text{п}} - T_0 = 280 \text{ К}$, $\bar{c} = 1,7 \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{град})}$, $[d] = \text{м}$, $\beta \cdot q_{\text{л}} = 6,3 \frac{\text{кДж}}{(\text{м}^2 \cdot \text{с})}$, $\lambda_r = 5,8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кДж}}{(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{град})}$, $\bar{T}_r - \bar{T}_x \approx 500 \text{ К}$ [2].

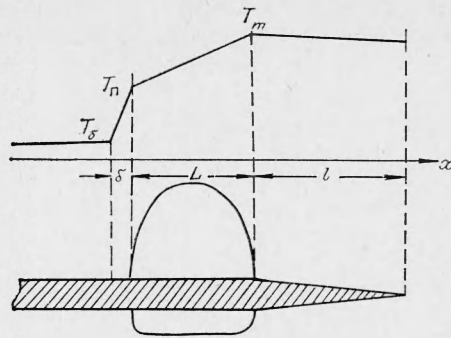


Рис. 2. Схематическое изображение факела пламени и температурного распределения при горении цилиндра.

Из соотношения (7) следует, что ширина зоны теплообмена должна возрастать с увеличением диаметра. Экспериментальные оценки величины δ с помощью термопар показали, что $\delta \sim d^{0,6}$. По-видимому, с увеличением диаметра $T_{\text{н}} - T_{\text{с}}$ уменьшается в исследованном диапазоне $\sim d^{-0,4}$, вследствие увеличения $q_{\text{н}}$ и уменьшения α .

Полагая, что 1) процесс газификации внутри факела пламени обусловлен нагревом материала от $T_{\text{н}}$ до некоторой максимальной температуры $T_{\text{м}}$ и протекает с нулевым тепловым эффектом [5], 2) теплообмен внутри зоны газификации идет в пленочном режиме, 3) излучение факела компенсируется собственным излучением материала, выведем соотношение для времени газификации

$$\tau_{\text{г}} = \frac{c \cdot M (T_{\text{м}} - T_{\text{н}})}{\alpha \cdot \Delta T \cdot S} \approx \frac{c\rho (T_{\text{м}} - T_{\text{н}})}{4,4 \cdot \lambda_{\text{г}} \cdot \Delta T} \cdot d^2. \quad (8)$$

Здесь в числителе стоит тепло, пошедшее на нагрев вещества, в знаменателе — тепловой поток из факела пламени. Оказалось, что при $c = 1,25 \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{град})}$, $\rho = 0,6\rho_0$, $T_{\text{м}} - T_{\text{н}} = 350 \text{ К}$, $\lambda_{\text{г}} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ кДж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{град})$, $\Delta T = 400 \text{ К}$ оно как качественно, так и количественно, согласуется с соотношением (2), полученным экспериментально. Это подтверждает предположение, что внутри факела пламени теплообмен также протекает в пленочном режиме.

Если принять далее, что сгорание углеродистого остатка происходит во внутренней диффузионной области [6], то время сгорания должно быть пропорционально сгорающей массе $m = \frac{\pi d^2}{4} \rho_{\text{у}} l$ и обратно пропорционально диффузионному потоку кислорода к поверхности S обугленного конуса, т. е. $\frac{dc}{dt} \sim \alpha_D \cdot S$. Тогда в случае пленочного режима массообмена, когда $\text{Nu}_D = \frac{\alpha_D \cdot d}{D} = \text{const}$ (вследствие аналогии между процессами тепло- и массообмена), должна быть зависимость

$$\tau_{\text{у}} \sim \frac{m}{\alpha_D \cdot S} \sim \frac{\frac{\pi d^2 \rho_{\text{у}} \cdot l}{4}}{\frac{4 \cdot \text{Nu}_D \cdot D}{d} \cdot \pi \frac{d}{2} \cdot l} \sim d^2, \quad (9)$$

находящаяся в качественном согласии с экспериментальным соотношением (3). При ламинарном режиме теплообмена показатель степени должен иметь другое значение и такого согласия не было бы. В соотношении (9) $\rho_{\text{у}}$ — плотность углеродистого остатка, l — его длина, D — коэффициент диффузии, α_D — конвективный коэффициент массообмена.

Известно, что пленочный режим теплообмена наблюдается у цилиндров малого диаметра ($< 2 \text{ мм}$) [7] и может существовать лишь при числах $\text{Gr} < 1$ [8]. При $\text{Gr} > 1$ он становится неустойчивым и при наличии соответствующих возмущений может скачком переходить в ламинарный режим теплообмена. У горящего цилиндра резкое увеличение α при таком переходе должно приводить к резкому охлаждению пламени, а при определенных условиях и к его потуханию. Оценки показывают, что критическое число Gr достигается у горящего цилиндра при диаметре порядка 1,5 мм. Как было отмечено выше, неустойчивый режим горения у веточек ели и сосны появляется при диаметрах 1,6—2,0 мм. Это обстоятельство позволяет предположить, что его появление связано именно с изменением режима теплообмена. Отсутствие неустойчивого режима горения у искусственных цилиндров может быть следствием отсутствия возмущений, способствующих его появлению.

(образцы имели гладкую поверхность и не содержали легколетучих компонентов).

Следует отметить, что у веточек, расположенных на поверхности слоя хвои, также наблюдается явление предельного диаметра. Однако предел горения в этом случае может быть обусловлен не только изменением режима теплообмена, но и влиянием влагосодержания горючего материала. Видимо, обе эти причины, а также обугливание материала, приводят к тому, что даже при верховых лесных пожарах сгорают веточки, у которых диаметр не превышает 7 мм [9].

Поступила в редакцию
19/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М., Госэнергоиздат, 1956.
2. А. И. Сухинин, Э. В. Конев. В сб. «Вопросы лесной пирологии». Красноярск, Институт леса и древесины СО АН СССР, 1972, с. 7.
3. Э. В. Конев. В сб. «Вопросы лесной пирологии». Красноярск, Институт леса и древесины СО АН СССР, 1970, с. 220.
4. Э. В. Конев. В сб. «Вопросы лесной пирологии». Красноярск, 1972, с. 52.
5. Э. В. Конев, Р. В. Исаков. В сб. «Вопросы лесной пирологии». Красноярск, Институт леса и древесины СО АН СССР, 1972, с. 103.
6. С. Э. Хайкина. ЖТФ, 1938, 8, 53.
7. Л. С. Эйгенсон. Докл. АН СССР, 1940, 26, 5.
8. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. М., «Энергия», 1969.
9. Н. П. Курбатский. В сб. «Вопросы лесной пирологии». Красноярск, Институт леса и древесины СО АН СССР, 1970, с. 5.

УДК 661.666.4.002.2:

ОБРАЗОВАНИЕ ДИСПЕРСНОГО УГЛЕРОДА ПРИ НЕПОЛНОМ ГОРЕНИИ БЕНЗОЛА

В. Ф. Суровикин, А. В. Rogov, Л. В. Вершинин

(Омск)

В литературе широкое признание и экспериментальное подтверждение находит «зародышевая» теория образования сажевых частиц [1—15]. Существуют различные представления о химическом механизме образования зародышей. В ряде исследований высказано предположение о цепной природе этого процесса [1, 2, 8, 9, 11]. Предложено аналитическое описание процесса образования сажевых частиц с позиций разветвленного цепного процесса с квадратичными обрывами [1, 2, 8, 9].

В работах [1, 8—10] показано, что выделение углерода в пламени протекает очень быстро, взрывообразно, кривая скорость образования частиц — время имеет резкий максимум. Высокая скорость выделения углерода затрудняет экспериментальное исследование, что приводит к разноречивым данным о механизме процесса. Следует также подчеркнуть, что большинство опубликованных данных относится к исследованиям, проводимым в диффузионном факеле.