

ного вещества H_2 с ярко выраженной отрицательной эрозией в некотором диапазоне параметра J перед решеткой скорость горения уменьшается по сравнению с нормальной скоростью горения (без обдува), то за турбулизатором при этих же параметрах J $\varepsilon \geq 1$ (рис. 3).

На рис. 4 представлен график зависимости $(\varepsilon_l - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ от безразмерной длины (x/d) вдоль образца, где ε_0 — коэффициент эрозии образца, находящегося перед решеткой; ε_l — локальное значение коэффициента эрозии за турбулизатором 2; d — диаметр отверстий турбулизатора. За турбулизаторами локальные значения эрозионной скорости выше, чем осредненные по длине образца.

Изменение характеристик потока за турбулизаторами вызывает изменение эрозионной скорости горения по потоку. Полученные данные хорошо согласуются с графиками затухания турбулентности за решетками при инертных продувках, поэтому зависимость для коэффициента эрозии можно связать с уровнем турбулентности

$E = \sqrt{\bar{u}'^2} / u$. Уровень турбулентности за турбулизаторами, согласно измерения [4, 5], сначала увеличивается, а затем, достигнув предельного значения E_{\max} , начинает уменьшаться. Расстояние от турбулизатора x_{\max} , где интенсивность турбулентности достигает своего наибольшего значения, определяется величиной d и в некоторой степени взаимным расположением и формой отверстий. Так, для турбулизатора 2 при инертных продувках получено, что $x_{\max} = (2 \div 3)d$ [4]. За турбулизатором с таким же живым сечением зависимость $(\varepsilon_l - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$ от x/d имеет такой же вид (см. рис. 4): $x_{\max} = 2d$ для H_1 и $x_{\max} = 3d$ для H_2 . Турбулентность потока, прошедшего через решетку, на начальном участке неоднородна и неизотропна, преобладают вихри, масштабы и ориентация которых определяются геометрией решетки, что вызывает неравномерное выгорание исследуемого образца на этом участке. На удалении от решетки ($x = 10d$) выгорание становится равномерным с ярко выраженной волновой поверхностью, что можно объяснить преобладанием турбулентных пульсаций в направлении потока.

Для топлив с ярко выраженной отрицательной эрозией (см. рис. 3) за сеткой отсутствует область уменьшения скорости горения при наличии потока газов. Для всех исследованных веществ за турбулизаторами уменьшается пороговое значение параметра J .

Полученные результаты не противоречат современному представлению об эрозионном горении, в котором определяющим является теплообмен между газовой и конденсированной фазой. С изменением интенсивности турбулентного потока изменяется скорость теплообмена между газовой и конденсированной фазой, что отражается на скорости эрозионного горения. Качественные оценки влияния структуры турбулентного потока на эрозионное горение позволяют сделать вывод, что это влияние существенно сказывается только в непосредственной близости за турбулизатором и затухание интенсивности турбулентности происходит быстро вдоль канала, и если в локальной области потока газов происходит значительное изменение структуры турбулентности, то необходимо ввести поправку в расчетах с учетом полученных зависимостей.

Поступила в редакцию
2/VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворяшп. ФГВ, 1971, 7, 1, 45.
2. В. Н. Виллюнов. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 381.
3. А. С. Сукомет, В. И. Величко, Ю. Г. Абросимов. Теплообмен и трение при турбулентном течении газа в коротких каналах. М., Энергия, 1979.
4. И. И. Галюц, Ю. А. Ивапов. ИФЖ, 1969, XVI, 5, 905.
5. Ю. А. Ивапов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, 1, 36.

СТАЦИОНАРНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННО ЛОКАЛИЗОВАННАЯ ТЕПЛОВАЯ СТРУКТУРА

Л. К. Мартинсон
(Москва)

Рассмотрим процесс теплопроводности в среде с постоянными теплофизическими характеристиками при наличии в ней распределенных источников тепла, объемная мощность которых зависит от локального значения температуры среды. Такой процесс в одномерном случае описывается квазилинейным параболическим уравнением [1]

$$\partial u / \partial t = a \cdot \partial^2 u / \partial x^2 + f(u). \quad (1)$$

Исследуем случай, когда $f(u) = \gamma_1 u - \gamma_2 u^\nu$, где $\gamma_1, \gamma_2 = \text{const} > 0$, а $0 < \nu < 1$. Такой вид нелинейности младшего члена уравнения (1) моделирует протекание следующих процессов в рассматриваемой среде. Первое слагаемое функции f соответствует некоторому экзотермическому процессу, происходящему в среде и сопровождающемуся выделением тепла, объемная мощность которого пропорциональна температуре.

Второе отрицательное слагаемое учитывает потери тепловой энергии в объеме, обусловленные, например, излучением с длиннопребными квантами, которое уносит часть энергии нагретой тепловой структуры на бесконечность. Как показывают расчеты [2, 3], мощность радиационных потерь за счет тормозного излучения в нагретых газах действительно зависит от температуры степенным образом с показателем степени $\nu = 0,5$.

Наличие таких компенсирующих друг друга в энергетическом балансе факторов позволяет предположить возможность существования в такой среде тепловых структур, в которых процесс теплопроводности будет протекать в стационарном режиме. Распределение температуры в такой стационарной тепловой структуре может быть найдено из решения дифференциального уравнения

$$a \cdot d^2 u / dx^2 + \gamma_1 u - \gamma_2 u^\nu = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) кроме двух гомотермических решений $u = 0$ и $u = (\gamma_2 / \gamma_1)^{1/(1-\nu)}$ имеет также следующее решение [4]

$$u = u_s(x) = U \left(\cos^2 \frac{\pi x}{2l} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}, \quad (3)$$

где

$$U = \left(\frac{2}{1+\nu} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}, \quad l = \frac{\pi}{1-\nu} \sqrt{\frac{a}{\gamma_1}}. \quad (4)$$

Решение (3) соответствует некоторой стационарной пространственно периодической тепловой структуре, амплитуда U и полупериод l которой связаны с параметрами задачи соотношениями (4).

Тепловая структура (3) интересна тем, что она состоит из отдельных квази-структур, занимающих в пространстве ячейки размером $2l$ и теплоизолированных друг от друга. Действительно, в точках $x = x_n = \pm(2n+1)l$, $n = 0, 1, \dots$, где $u_s = 0$, тепловой поток также обращается в нуль. Таким образом, тепловой процесс в каждой квазиструктуре происходит независимо, и наблюдается тепловая самоизоляция отдельных квазиструктур.

С другой стороны, это означает, что обобщенным решением уравнения (2) является также финитная функция

$$u = u_0(x) = \begin{cases} U \left(\cos^2 \frac{\pi x}{2l} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}, & x \in (-l, +l), \\ 0, & x \in R^1 \setminus (-l, +l), \end{cases} \quad (5)$$

где U и l определены выражениями (4).

Функция $u_0(x) \in C^2(R^1)$ описывает температурный профиль одиночного локализованного в пространстве теплового импульса конечной ширины с неподвижными пологими фронтами, соответствующими точкам $x = \pm l$, отделяющим нагретую область, где $u > 0$, от невозмущенной области, где $u = 0$ (см. рисунок). В центральном ядре теплового импульса (5), занимающим пространственную область $-x_0 < x < +x_0$, где

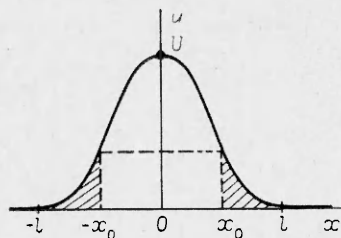
$$x_0 = 2l/\pi \arccos \sqrt{(1+\nu)/2},$$

происходит непрерывное выделение тепла, обусловленное экзотермическим процессом горения. В прифронтовых же областях (на рисунке заштрихованы) вследствие излучения преобладает диссипация тепловой энергии. Диффузия тепла за счет теплопроводности осуществляет при этом перенос тепла из центрального ядра тепловой структуры к ее фронтам, обеспечивая стационарность процесса.

Заметим, что конечный пространственный размер локализованной тепловой структуры (5) не противоречит выводу классической теории теплопроводности о бесконечной скорости распространения тепловых возмущений в среде с постоянным коэффициентом теплопроводности. Этот вывод справедлив только в линейной теории теплопроводности. Уравнение же (1) является квазилинейным параболическим уравнением и, как показано в [5], допускает решения, соответствующие конечной (в том числе и нулевой) скорости распространения тепловых возмущений, если при этом

асимптотика функции $f(u)$ при $u \rightarrow +0$ имеет вид $f(u) = -f_0 u^\nu$, где $f_0 = \text{const} > 0$, а $\nu < 1$.

В заключение отметим, что в работах [6, 7] рассматривались режимы горения в среде с коэффициентом теплопроводности, зависящим от температуры по степенному закону, без учета процессов, сопровождающихся объемным поглощением тепловой энергии. В этих случаях процесс теплопроводности в нелинейной среде с объемными тепловыми источниками, мощность которых зависит от температуры, происходит только в нестационарном режиме разогрева среды. Однако и в таких режимах горения также могут эволюционировать тепловые структуры, состоящие из отдельных квазиструктур, самоизолированных в тепловом отношении друг от друга в течение лишь конечного промежутка времени, т. е. в режиме метастабильной локализации [6, 7]. Следует заметить, что при отсутствии объемного поглощения тепла механизм тепловой самоизоляции имеет другую физическую природу, чем в рассмотренном выше случае, и связан с обращением в нуль при $u=0$ коэффициента теплопроводности нелинейной среды.



Поступила в редакцию
19/V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
3. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963.
4. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Наука, 1965.
5. Л. К. Мартинсон. Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1976, 16, 5.
6. А. А. Самарский, Н. В. Змитренко и др. Докл. АН СССР, 1976, 227, 2.
7. С. П. Курдюмов, Е. С. Куркина и др. Докл. АН СССР, 1980, 251, 3.

КИНЕТИКА ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ ОКТОГЕНА

Ю. И. Рогов, Л. П. Смирнов
(Черноголовка)

В литературе имеются данные по кинетике термического разложения октогена (1, 3, 5, 7-тетранитро-1, 3, 5, 7-тетраазоциклооктан) в твердом состоянии в основном на начальных стадиях распада, полученные в изотермических условиях с помощью микрометрического метода, а в неизотермических условиях — методами ТГА и ДТА [1—3]. Данные, полученные разными авторами, имеют заметное расхождение. Так в работе [1] энергия активации разложения октогена составляет 159 кДж/моль, а в [3] — 955 ± 100 кДж/моль.

В связи с этим целесообразно изучить кинетику тепловыделения при термическом разложении октогена в твердой фазе и определить кинетические параметры на значительных глубинах разложения.

Кинетика термического разложения октогена исследовалась на дифференциальном автоматическом микрокалориметре ДАК-1-1 в интервале температур 456—484 К при степени заполнения реакционного сосуда $m/V = 24$ кг/м³. Ампула объемом $3 \cdot 10^{-6}$ м³ с навеской вещества $7 \cdot 10^{-5}$ кг тщательно

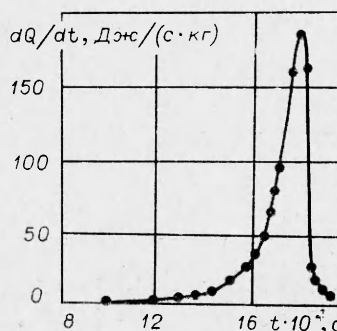


Рис. 1. Зависимость скорости тепловыделения от времени, полученная при разложении октогена.