

О ГОРЕНИИ ВЕЩЕСТВ С ЖИДКИМ РЕАКЦИОННЫМ СЛОЕМ

Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин

(Черноголовка)

В теоретической работе [1] исследована структура волны горения твердого пористого вещества. Истечение по порам газообразных продуктов приводит к диспергированию, так что наряду с зоной реакции в прогретом слое образца имеется вторая зона реакции к-фазы — в частицах, уносимых потоком газа от горящей поверхности. Будем в дальнейшем называть их соответственно первой и второй зонами.

С ростом давления интенсивность диспергирования снижается (вместе со скоростью истечения) и первая зона становится ведущей. Однако в этом режиме температура горящей поверхности T_s должна быть сравнительно высокой. При этом вещество жидкое и механизм диспергирования, предложенный в [1], не «работает». Исследование модели горения жидкости с учетом конечной растворимости продуктов [2] привело к структуре волны со второй ведущей зоной. Такой результат понятен: при выделении газообразных продуктов плотность двухфазной среды (пена, аэрозоль) резко падает, и подавляющая часть тепла выделяется в области малой плотности, т. е. во второй зоне.

В то же время ведущую роль первой зоны можно считать надежно установленной для ряда систем в определенном диапазоне параметров¹ (см., например, [3], § 5). Измеренные скорости горения просто не могут быть обеспечены второй зоной ввиду ее малой плотности, тогда как расчет модели равновесного газовыделения [2] приводит к малым значениям глубины превращения в первой зоне η_s вплоть до очень больших давлений. Рассмотрим сначала взаимодействие зон в зависимости от η_s и покажем², что переходу ведущей роли к первой зоне отвечает равенство однозонных скоростей, как и предполагалось в [2]. Затем обсудим механизм диспергирования, определяющий зависимость η_s от давления p и других параметров.

Чтобы иметь дело с замкнутой задачей, ограничимся областью параметров, отвечающей режиму самовоспламенения для газофазных реакций (границы этой области указаны в [4]). Уравнения для температуры T и глубины превращения η имеют в обеих зонах одинаковый вид

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa \frac{dT}{dx} \right) - uc \frac{dT}{dx} - Q\Phi(\eta, T) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\rho D \frac{d\eta}{dx} \right) - u \frac{d\eta}{dx} + \Phi(\eta, T) = 0. \quad (2)$$

Однако на границе зон ($\eta = \eta_s$) резко меняется плотность ρ , а вместе с нею теплопроводность κ и мощность химического источника Φ . Ввиду малости коэффициента диффузии D в конденсированном веществе первым слагаемым в (2) можно пренебречь, и в обеих зонах имеет место соотношение

$$q = uc(T - T_0) - Q\eta, \quad (3)$$

¹ Авторы благодарны А. К. Филоенко за обсуждение экспериментальной ситуации.

² Взаимодействие рассматриваемых зон исследовано в 1967 г. Результаты этого исследования учтены при анализе многозонных структур в [4] (см. также [5]).

где $q = \kappa(dT/dx)$; T_0 — начальная температура.

С помощью (3) задача сводится к одному уравнению в переменных q, T

$$q \frac{dq}{dT} - ucq + Q\kappa\Phi(q, T) = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями

$$T = T_0, \quad q = 0, \quad (5)$$

$$T = T_b - T_0 + (Q/c), \quad q = 0. \quad (6)$$

Избыток условий (5), (6) позволяет, как известно, определить собственное значение скорости горения u . Будем временно считать величину u заданной и построим при данном u интегральную кривую уравнения (4) с граничным условием (5) (кривая I на рисунке), а затем — с условием (6) (линия II). Естественно, для расчета $q_I(T)$ используются значения κ, Φ в первой зоне, а для расчета $q_{II}(T)$ — во второй. При $u < u_*$ (определение u_* см. ниже) линии I и II пересекаются, как показано на графике, при некоторой температуре T_s . Линия $q(T)$, совпадающая с I при $T_0 < T < T_s$ и с II при $T_s < T < T_b$, удовлетворяет как уравнению (4), так и граничным условиям (5), (6) и, следовательно, является решением рассматриваемой задачи.

Построение графика позволяет определить зависимость от u температуры горячей поверхности T_s , при этом пересечение интегральных кривых обеспечивает непрерывность потока тепла на поверхности, $q(T_s - 0) = q(T_s + 0)$. Что касается самой скорости горения u , то она от первой зоны не зависит и определяется долей вещества $1 - \eta_s$, сгорающей в ведущей второй зоне. В стационарном режиме T_s и расстояние между зонами таковы, что скорость первой зоны также равна u . Подогревая первую, вторая зона управляет ее движением [4].

На линии I поток q обращается в нуль в точках T_0, T_1 , а на линии II — в точках T_2, T_b . Если $u < u_*$, то $T_2 < T_1$. При $u > u_*$ $T_1 < T_2$, тепло в первую зону не поступает, ее скорость, а тем самым и скорость горения u определяются долей вещества, сгорающей в этой зоне. Иначе говоря, первая зона теперь ведущая, а структура второй зоны подобна структуре пламени при заданном расходе вещества, эволюция которой подробно описана в [6]. Наконец, при $u = u_*$ $T_1 = T_2 = T_s$, скорость каждой зоны равна ее нормальной скорости. Нормальные скорости (как функции η_s) даны в [2, 5]. Если их приравнять, получится уравнение для η_* — значения η_s , при котором происходит смена режима [2]. После упрощений оно принимает вид

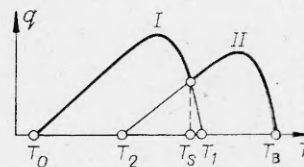
$$Q(1 - \eta_*) = (Q\eta_* + cT_0)(RT_p/E) \ln(\rho_s \kappa_s / \rho \kappa), \quad (7)$$

где ρ_s и ρ — плотности; κ_s и κ — теплопроводности конденсированной фазы и газа. Согласно (7), при реалистических значениях параметров $\eta_* > 0,3 \div 0,5$, так что при сильном диспергировании первая зона не может быть ведущей. Но при равновесном газовыделении величина η_s близка к растворимости [2] и, следовательно, мала.

Рассмотрим диффузию газа, образующего в первой зоне, к горячей поверхности. На поверхности концентрация равна растворимости η_0 ($\eta_0 \ll 1$) и вследствие непрерывности

$$u\eta_s = u\eta_0 - \rho_s D(\eta')_s, \quad (8)$$

где $(\eta')_s$ — градиент на поверхности со стороны первой зоны. Хотя, как уже отмечалось, D — малая величина, граничное для первой зоны условие (8) показывает, что описанное выше



решение (не учитывающее диффузию) пригодно везде, за исключением тонкого поверхностного слоя, ширина которого $\sim(\rho_s D/u)$ мала по сравнению с шириной зоны. Значение $\eta = \eta_s$ достигается, таким образом, не на поверхности, а на границе этой «диффузионной зоны», затем концентрация падает до η_0 . Действительно, в диффузионной зоне можно пренебречь источником в (2), так как крутизна профиля концентрации велика. При этом падающий участок профиля определяется из (2), (8) и условия сшивки на границе зоны реакции и диффузионной зоны ($\eta = \eta_s$).

Стационарное решение с диффузионной зоной, по-видимому, неустойчиво. Происхождение неустойчивости можно пояснить следующим образом. Скорость перемещения горячей поверхности (в лабораторной системе координат) пропорциональна, согласно (8), диффузионному потоку и обратно пропорциональна ширине диффузионной зоны. Если на горячей поверхности образуется впадина, ширина диффузионной зоны уменьшится, а скорость поверхности возрастет — впадина станет глубже. Те же рассуждения приводят к выводу о росте выступа на поверхности. Неустойчивость горения с «опрокинутым» профилем концентрации растворенного газа аналогична исследованной в [7] неустойчивости испарения при лазерном нагреве, когда в поверхностном слое вещества возникает опрокинутый профиль температуры.

Ввиду неустойчивости диффузионной зоны установившийся режим горения будет стационарным, вообще говоря, лишь в среднем. Рассмотрение такого режима выходит за рамки данной работы. Тем не менее некоторые следствия диффузионной неустойчивости представляются очевидными. Прежде всего хаотизация поверхностного слоя ускоряет вывод газа из первой зоны, степень пересыщения в ней будет меньше и соответственно меньше роль объемного газовыделения, сопровождающегося падением плотности. Далее, при оттоке газа от искривленной поверхности неизбежно появление тангенциальных составляющих скорости. Следовательно, действует механизм, подобный предложенному в [1]: за счет сил трения газ захватывает и уносит частицы жидкости.

Вывод о регулирующей роли диспергирования (согласно которому при ведущей первой зоне скорость горения сильно зависит от давления, показатель степени в законе $u(p)$ близок к единице) и другие результаты [1] в качественном отношении переносятся на рассматриваемую систему с жидкой первой зоной. Зависимость скорости от давления подобна показанной на рисунке в [1].

В заключение остановимся на асимптотическом поведении скорости при больших давлениях. При $\eta_s = 1$ скорость первой зоны перестает расти с давлением, и ведущая роль в конце концов перейдет к зоне газофазной реакции. Такая модель предложена А. Ф. Беляевым и исследована в [8] для случая постоянной температуры поверхности. Если же температура кипения жидкости выше температуры горения (или давление выше критического), принципиально возможно слияние этих зон, и показатель скорости по давлению стремится к нулю.

Поступила в редакцию 26/1 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН, 1967, 173, 6.
2. О. В. Якушева, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3, 125.
3. Н. И. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
4. А. Г. Мержанов, Э. И. Руманов, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6, 99.
5. Э. Н. Руманов. Канд. дис. Черноголовка: ОИХФ, 1973.
6. Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов. ФГВ, 1975, 11, 5, 671.
7. С. И. Анисимов, М. И. Трибельский, Я. Т. Эпельбаум. ЖЭТФ, 1980, 78, 4, 1597.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11—12, 498.