

О МЕХАНИЗМЕ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

Э. В. Конев

(Красноярск)

Вследствие влияния всякого рода неоднородностей химические реакции протекают в конденсированных веществах неравномерно. Их разложение в волне горения, если основными продуктами распада являются газообразные соединения, сопровождается образованием реагирующей дымо-газовой смеси. Впервые явление диспергирования (измельчения) вещества при горении показано в работе [1], затем П. Ф. Похил [2] обнаружил это явление у ряда твердых и жидких веществ и положил в основу нового представления о механизме их горения [2].

Оказалось, однако, что выяснение закономерностей образования дымо-газовой смеси является весьма сложной задачей. В настоящее время не ясны даже пути постановки соответствующих экспериментов. В связи с этим большое значение приобретает теоретический анализ стадии газификации с целью построения моделей, отвечающих на вопросы, какими факторами определяется температура в зоне газификации, какова зависимость этой температуры от условий горения.

Описанные в литературе модели [3—6] не охватывают все возможные случаи. Можно представить, например, что измельчение вещества, будучи обусловлено процессом интенсивного газовыделения, осуществляется в волне горения с некоторой достаточно большой, но конечной скоростью. Температура в зоне газификации может определяться тогда не термодинамическими или кинетическими закономерностями, не фазовыми превращениями и не процессом разрушения к-фазы, а процессом уноса диспергированных частиц газообразными продуктами распада — у твердых веществ; процессом уноса капелек, образующихся при разрушении пены, — у жидких или плавящихся веществ.

Предварительно отметим, что при конечной скорости диспергирования зона классификации, являясь генератором дымо-газовой смеси, должна иметь существенно неоднородную дисперсную структуру. Из уравнения материального баланса для дисперсной среды следует, что доля вещества Δ , разлагающаяся в этой зоне, определяется выражением

$$\Delta = \frac{W_{\pi} \int_0^{\infty} V \cdot t \cdot f(\partial) \cdot d\partial}{\rho \delta}, \quad (1)$$

где числитель показывает, какое количество вещества прореагировало вследствие разложения частиц в зоне газификации, а знаменатель — какое количество вещества в нее поступило (в расчете на 1 м² поверхности). Здесь ρ — плотность к-фазы в зоне газификации, δ — ширина зоны газификации, W_{π} — средняя скорость разложения единицы объема у частиц, V — объем частицы, t — средний диаметр частицы за время t ее участия в процессе газификации, $f(\partial)$ — функция, описывающая распределение частиц по диаметру в объеме, занимаемом зоной газификации. Как отмечается в обзоре [7], во многих случаях, например, при пневматическом распылении $f(\partial) \sim \partial^p e^{-r\partial^q}$, где p и q — некоторые константы, превышающие единицу. Не исключено, однако, что при распылении за счет химических реакций эта функция может оказаться и иной.

Соотношение (1) позволяет сделать замкнутой систему уравнений, описывающую процесс горения конденсированного вещества при нали-

чий диспергирования. В рамках приближенной теории горения¹ эта система может быть записана следующим образом:

1) уравнение сохранения сгорающего компонента [8]:

$$\Delta \rho_0 u = W_{II} \cdot \delta; \quad (2)$$

2) уравнение сохранения массы в предположении, что при $x=0$ распределение частиц близко к равномерному (уравнение состояния см. в [4]):

$$\rho_0 u = (\rho_\partial + \rho_r) \cdot v \approx \left(\frac{1-\Delta}{\Delta} \rho_r + \rho_r \right) v = \frac{\rho_r \cdot v}{\Delta} = \frac{p M v}{\Delta R T_{II}}; \quad (3)$$

3) уравнение теплопроводности [9, 10]:

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + c \rho_0 u \frac{dT}{dx} + Q W_{II} = 0 \quad (4)$$

при граничных условиях $T(0) = T_{II}$, $-\lambda \frac{dT}{dx} = q_T$ — для $0 \leq x \leq \delta$ и

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + c \rho_0 u \frac{dT}{dx} = 0 \quad (5)$$

при граничных условиях $T(\delta) = T_\delta$, $T_\infty = T_0$ — для $x \geq \delta$. Здесь u — линейная скорость горения, v — скорость движения среды при $x=0$, ρ_0 — начальная плотность к-фазы, ρ_∂ — плотность генерируемого аэрозоля, ρ_r , M — плотность и молекулярный вес газообразных продуктов разложения, p — давление, c и λ — теплоемкость и теплопроводность среды соответственно, Q — тепловой эффект реакции, T_0 — начальная температура вещества.

Для простоты рассмотрим предельный случай, когда влияние T_{II} на процесс горения максимально, т. е. когда теплофизические коэффициенты постоянны, в зоне прогрева к-фазы отсутствуют какие-либо превращения, роль теплообмена излучением невелика и $q_T = 0$. В этом случае уравнения (4) и (5) легко решаются [9], и из условия их сшивки после использования соотношения (2) вытекает уравнение теплового баланса, совпадающее с полученным в [2],

$$c(T_{II} - T_0) = \Delta \cdot Q \quad (6)$$

и связь между u и T_{II} (см. [10])

$$u = \frac{\sqrt{2\lambda Q W_{II} R T_{II}^2 / E}}{c \rho_0 (T_{II} - T_0)}. \quad (7)$$

Соотношение (1) будет дополнительным условием лишь в том случае, если известна величина входящего в него интеграла. К сожалению, надежные сведения относительно подынтегрального выражения в настоящее время отсутствуют. Если, однако, распределение частиц в зоне газификации не является монодисперсным и зависимость подынтегральной функции от ∂ при малых диаметрах достаточно сильна (при пневматическом распылении, например, $V \sim \partial^3$, $t \approx \text{const}$, $f(\partial) \sim \partial^n$), то должен существовать такой диаметр ∂_{II} , начиная с которого более мелкие частицы не будут вносить существенного вклада в величину интеграла. При выполнении этого условия соотношение (1) может быть представлено в виде

$$\Delta(1 - \epsilon) = \frac{W_{II} \int_{\partial_{II}}^{\infty} V \cdot t \cdot f(\partial) \cdot d\partial}{\rho \delta}, \quad (1')$$

где ϵ — малая величина, равная, например, 0,01.

¹ Эти приближения [9, 10] равнозначны предположению, что скорость химических превращений W_{II} (следовательно, и скорость генерирования аэрозоля) может быть принята внутри зоны газификации постоянной из-за сильной зависимости реакций от температуры.

Из известной зависимости пути аэрозольных частиц l от времени t

$$l = v \cdot \tau \left(e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{t}{\tau} - 1 \right)$$

следует, что

$$t = \tau \cdot F \left(\frac{l}{v \cdot \tau} \right).$$

После перехода к переменной $y = \frac{v\tau}{l} \left(\tau = \frac{\partial^2 \rho}{18\eta} \right)$ — инерционность частиц, ρ — их плотность, η — вязкость газа) и решения уравнения

$$\frac{\int_{\partial_{\Pi}}^{\infty} V \cdot t \cdot f(\partial) \cdot d\partial}{\int_0^{\infty} V \cdot t \cdot f(\partial) \cdot d\partial} = \frac{\int_{y_{\Pi}}^{\infty} \varphi(y) \cdot F_1(y) \cdot dy}{\int_0^{\infty} \varphi(y) \cdot F_2(y) \cdot dy} = f(y_{\Pi}) = 1 - \varepsilon,$$

вытекающего из отношения (1') к (1), найдем, что

$$y_{\Pi} = \frac{v \cdot \tau_{\Pi}}{l} = B \text{ для } \frac{v \cdot \partial_{\Pi}^2 \rho}{18\eta \cdot l} = B, \quad (8)$$

где B — некоторая константа, зависящая от вида подынтегральной функции.

Условие (8) позволяет с точностью до постоянного множителя рассчитать величину ∂_{Π} . Оно является достаточно простым, однозначно связано с интегралом в соотношении (1) и потому может быть использовано при анализе процесса горения.

Физически оно показывает, что величина Δ должна быть обусловлена разложением таких частиц, у которых инерционность не меньше $B \cdot \frac{l}{v}$.

Следует отметить и другое обстоятельство. Если реакции протекают только в к-фазе, то теплообмен между частицами в зоне газификации может происходить лишь до тех пор, пока расстояние между частицами не превысит толщины их теплового пограничного слоя. В противном случае тепло, генерируемое частицей, будет уноситься газовым потоком и не поступит на нагрев к-фазы. Лишь в случае интенсивной турбулизации можно ожидать, что теплообмен между частицами будет происходить на протяжении всей зоны газификации. Соответственно возможны два предельных случая.

1. Диспергируемые частицы разлагаясь отдают тепло в к-фазу на всем пути внутри зоны газификации. Если принять, что частицы генерируются равномерно по объему зоны, то $l = \frac{\delta}{2}$. При другом законе генерирования l будет отличаться на постоянный множитель, что не повлияет на полученные ниже закономерности.

2. Частицы отдают тепло в к-фазу на расстояниях, которые не превышают толщину их теплового пограничного слоя δ_{τ} . Тогда в соотношении (8) $l = \delta_{\tau} = \frac{\partial_{\Pi}}{Nu} = \frac{\partial_{\Pi}}{2}$, так как у сферических частиц при ламинарном режиме обтекания $Nu = 2$.

В первом случае, взяв δ из соотношения (2), v — из соотношения (3) и учитывая, что $\eta = b \sqrt{T_{\Pi} \cdot M}$, нетрудно преобразовать соотношение (8) к трансцендентному относительно T_{Π} уравнению

$$W_{\Pi} = \rho_{\Pi} \cdot k e^{-E/RT_{\Pi}} = \frac{9B \cdot b \cdot \rho \cdot M^{3/2}}{\partial_{\Pi}^2 \rho R \cdot T_{\Pi}^{1/2}}, \quad (9)$$

где k — предэкспонент; E — энергия активации; ρ_{Π} — средняя плотность к-фазы в зоне газификации, которая в случае степенной зависимости

текущей плотности от координаты равна $\frac{\rho}{1+n}$ (n — показатель степени). Приближенное решение (9) может быть представлено в виде

$$T_{\Pi} = \frac{E}{R} \left(\ln \frac{\partial_{\Pi}^2 \rho R \bar{T}_{\Pi}^{1/2} \rho_{\Pi} \cdot k}{9B \cdot b \cdot p \cdot M^{3/2}} \right)^{-1}, \quad (10)$$

где \bar{T}_{Π} — среднее в области изменения условий значение T_{Π} . После подстановки W_{Π} в (7), найдем, что

$$u = \frac{T_{\Pi}^{3/4} \sqrt{p}}{T_{\Pi} - T_0} \cdot \sqrt{\frac{18\lambda R Q B \cdot b \cdot M^{3/2}}{c^2 \rho_0^2 \partial_{\Pi}^2 E \rho R}}. \quad (11)$$

Следует отметить, что соотношение для T_{Π} получено в рассматриваемом случае без привлечения уравнения теплопроводности. Поэтому T_{Π} не зависит от теплового эффекта газификации, начальной температуры, скорости горения и от теплового потока из газовой фазы (если он окажется не равным нулю). Соответственно $u(p)$ изменяется несколько слабее \sqrt{p} , а $u(T_0) \sim \frac{1}{T_{\Pi} - T_0}$. Оценка ∂_{Π} при помощи (11) для типичного гомогенного топлива (типа пороха Н) приводит к значениям порядка нескольких микрон.

Для второго случая, определяя Δ из соотношения (3) и v из соотношения (8), нетрудно вывести из соотношений (6) и (7) соответственно следующие два уравнения с двумя неизвестными u и T_{Π} :

$$u = \frac{9\rho M^{3/2} Q B b}{T_{\Pi}^{1/2} (T_{\Pi} - T_0) \partial_{\Pi} c \rho \rho_0 R}, \quad (12)$$

$$\frac{9\rho M^{3/2} Q B b}{\partial_{\Pi} \rho R T_{\Pi}^{3/2}} = \sqrt{2\lambda Q \rho_{\Pi} k R / E} \cdot e^{-E/2RT_{\Pi}}. \quad (13)$$

Из приближенного решения последнего получим

$$T_{\Pi} = \frac{E}{2R} \left(\ln \frac{9\rho B b}{\partial_{\Pi} \rho R} \cdot \sqrt{\frac{Q M^3 E}{2\lambda \rho_{\Pi} k R T_{\Pi}^3}} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что T_{Π} слабо зависит от давления, а от начальной температуры не зависит совсем. Соответственно из (12) следует, что $u(p) \sim p^{\nu}$, где $\nu \ll 1$, а $u(T_0) \sim \frac{1}{T_{\Pi} - T_0}$. Поскольку соотношение для T_{Π} в этом случае не удается получить без привлечения уравнений теплопереноса, то T_{Π} является также слабой функцией теплового эффекта газификации. В общем случае в соотношение (6) входит тепловой поток из газовой фазы. Это означает, что T_{Π} является функцией теплового потока. Тогда зависимость $u(p, T_0)$ станет более сложной. Оценка ∂_{Π} при помощи соотношения (12) для типичного гомогенного топлива приводит к значениям порядка десятых долей микрона. При этом, как и в первом случае, принималось, что

$$T_{\Pi} = 500 \div 600^{\circ} \text{K}, \quad \Delta = 0,1 \div 0,3, \quad B = 1 \div 2.$$

Анализируя рассмотренные случаи, можно сделать некоторые общие выводы. Во-первых, как и в работе [3], влияние добавок, ускоряющих процесс разложения должно быть невелико. Действительно, зависимость $u(E)$ является у них в конечном счете весьма слабой, так как изменение химической активности горючего компенсируется соответствующим изменением T_{Π} (см. соотношения (10) и (14)). Это не противоречит известным из литературы фактам, поскольку добавки могут воздействовать на процесс горения другими путями: инициировать в зоне прогрева

к-фазы превращения с существенным тепловым эффектом [6], изменять средний молекулярный вес продуктов газификации M и т. п.

Известно, во-вторых, что даже у одного и того же вещества в различных диапазонах давления зависимость $u(p)$ может быть неодинакова. Например, у перхлората аммония и топлив на его основе [11] $u \sim \sqrt{V}$ при $p > 1$ атм (как в первом случае) и $u \sim p$ при $p < 1$ атм (как во втором случае). Часто такие аномалии объясняют сменой ведущей зоны горения. Не исключено, однако, что они могут быть следствием смены механизма, определяющего температурный уровень в зоне газификации, в то время как последняя остается ведущей. Приведенные здесь материалы указывают, таким образом, на необходимость глубокого изучения стадии газификации.

Автор признателен А. А. Ковальскому за полезный обмен мнениями при обсуждении работы.

Поступила в редакцию
26/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, А. Е. Беляева. Докл. АН СССР, 1941, 336, 41.
2. П. Ф. Похил. Докт. дисс., ИХФ АН СССР. М., 1954.
3. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1967, 173, 1382.
4. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1964, 157, 412.
5. А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1963, 150, 1304.
6. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4.
7. Х. Грин, В. Лейн. Аэрозоли — пыли, дымы и туманы. Л., «Химия», 1969.
8. Э. В. Конев, С. С. Хлевой. ФГВ, 1966, 2, 4.
9. Н. Н. Семенов. УФН, 1940, 24, 433.
10. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
11. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1967.

УДК 536.46

К АНАЛИЗУ НИЗКОЧАСТОТНЫХ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОХА В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, В. Е. Тульских

(Москва)

Существенным моментом при решении задачи о низкочастотных колебаниях при горении пороха в полузамкнутом объеме (в иностранной литературе — L^* — неустойчивость горения) является предположение о термогазодинамических условиях в камере сгорания. Ввиду большой сложности полей скорости и температуры газа в реальных системах при теоретическом анализе проблемы используются два предельных подхода. В некоторых работах (например, [1, 2]) вывод уравнения для частот собственных колебаний основывается на уравнении баланса массы в камере сгорания и предположении об изотермическом состоянии газа. В других исследованиях (например, [3, 4]) уравнение для собственных частот получено из рассмотрения акустических и энтропийных волн, распространяющихся в одномерной системе, ограниченной горячей поверхностью и коротким соплом. Сравнение результатов для этих предельных случаев указывает на различие в значениях собственных частот