

6. Ламинарное распространение пламени

1. Уравнения теории нормального распространения пламени.

Процесс распространения пламени характеризуется нормальной скоростью распространения u_n - линейная скорость перемещения зоны горения по отношению к исходной смеси. Она измеряется по нормали к фронту. Эта скорость может быть оценена как объём газовой смеси сгорающей за единицу времени на единице площади фронта, т.е. $u_n = \frac{V}{S}$.

Вторая характеристика пламени – его толщина δ . Иногда процесс горения характеризуется массовой скоростью горения $u_m = \rho u_n$, произведением плотности на нормальную скорость горения. Механизм распространения горения основывается на передаче тепла и активных центров между зоной горения и свежей смесью благодаря значительным градиентам температуры и концентрации вещества.

Пусть фронт пламени неподвижен, горючая смесь движется со скоростью u , температура меняется от начальной T_0 до конечной температуры горения T_g . Концентрация исходных веществ меняется от начальной C_0 до 0. Изменение всех параметров горючей смеси показано на рис. 6-1.

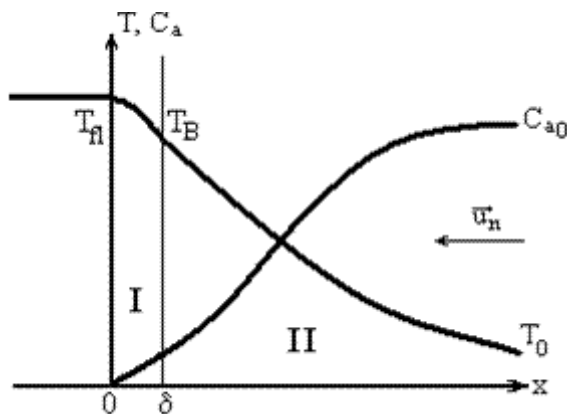


Рис. 6-1 Изменение температуры и концентрации горючего в ламинарном пламени.

Будем предполагать, что теплоёмкость и коэффициент теплопроводности не зависят от температуры, и учитываем только одномерный перенос тепла. Потери тепла в боковые стенки и за счёт излучения не учитываются. Уравнение сохранения энергии для элемента объёма запишется так

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + HW. \quad (6.1)$$

Левая часть этого уравнения выражает количество теплоты в единице объёма за единицу времени. В правой части первое слагаемое описывает изменение количества теп-

ла за счёт теплопроводности, второе – за счёт нагрева поступающей смеси, третье – за счёт химической реакции. Т.к. поступающая смесь неизменна по составу и параметрам то ищем стационарное решение $u = const$, тогда

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c_p \rho u \frac{dT}{dx} + HW = 0 \quad (6.2)$$

В зоне пламени будет наблюдаться перенос не только тепла, но и вещества, вследствие наличия градиента концентраций. Концентрация вещества в зоне реакции, т.о., будет определяться не только химической реакцией, но и диффузией. Уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{d}{dt} D \rho \frac{dc}{dx} - u \rho \frac{dc}{dx} - W = 0, \quad (6.3)$$

где D – коэффициент диффузии. Первое слагаемое описывает изменение концентрации вещества за счёт диффузии, второе – за счёт конвекции, общего движения газа, третье – за счёт химической реакции.

Введём в уравнение (6.2) энтальпию

$$di = c_p dt. \quad (6.4)$$

Тогда получим уравнение

$$\frac{d}{dx} \frac{\lambda}{c_p} \frac{dc}{dx} - \rho u \frac{dc}{dx} + HW = 0 \quad (6.5)$$

Сделаем допущение о равенстве коэффициентов диффузии и теплопроводности

$$D = a = \frac{\lambda}{c_p \rho}, \quad (6.6)$$

тоже самое, что число Льюиса равно единице $Le = \frac{D}{a} = 1$. Умножив уравнение (6.3)

на H с сложив с (6.5) получим

$$\frac{d}{dx} \frac{\lambda}{c_p} \frac{d}{dx} (i + cH) - \rho u \frac{d}{dx} (i + cH) = 0. \quad (6.7)$$

Решением этого уравнения при начальных условиях $x = \pm\infty \quad \frac{d}{dx} (i + cH) = 0$ будет

$$i + cH = const, \quad (6.8)$$

т.е. полная энтальпия – сумма тепловой и химической энергии в ходе горения не меняется. Физически это означает, что диффузия из холодной зоны в зону горения полностью компенсируется переносом тепла в обратную сторону. Указанное равенство (6.8)

справедливо при условии $Le = \frac{D}{a} = 1$, что справедливо для газовых систем, в ином случае оно нарушается.

Из (6.8) следует

$$c_p T_0 + c_0 H = c_p T + c H = c_p T_g, \quad (6.9)$$

откуда

$$c = c_0 \frac{T_g - T}{T_g - T_0}, \quad (6.10)$$

или

$$\frac{c_0 - c}{c} = \frac{T - T_0}{T_g - T_0}. \quad (6.11)$$

Наличие такой связи позволяет выразить скорость химической реакции как функцию одной переменной – температуры или концентрации, а вместо решения двух дифференциальных уравнений ограничиться одним.

2. Приближённое решение задачи о ламинарном распространении пламени.

Т.к. скорость реакции существенна только при высоких температурах, то зону горения можно разделить на две области:

1. зона прогрева, в которой пренебрегаем химической реакцией
2. зона химической реакции, в которой пренебрегаем конвекцией.

Для области 1 уравнение теплопроводности запишется в виде

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c_p \rho u \frac{dT}{dx} = 0. \quad (6.12)$$

Начало координат разместим на границе области. При начальных условиях $x = -\infty, T = T_0, \frac{dT}{dx} = 0$ и $x = 0, T = T', \frac{dT}{dx} = \left(\frac{dT}{dx} \right)_1$. В этом случае тепловой поток из зоны 1 будет

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_1 = \frac{1}{\lambda} c_p (T' - T_0). \quad (6.13)$$

Для области 2

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + HW = 0 \quad (6.14)$$

Начальные условия $x=0, T=T', \frac{dT}{dx} = \left(\frac{dT}{dx} \right)_2$ и $x=\infty, T=T_g, \frac{dT}{dx} = 0$. Используем

подстановку $p = \frac{dT}{dx}$ получим

$$\lambda \frac{dp}{dx} + HW = 0, \quad (6.15)$$

или

$$\lambda \frac{dp}{dT} \frac{dT}{dx} + HW = 0. \quad (6.16)$$

Окончательно получим

$$\lambda p \frac{dp}{dT} + HW = 0, \quad (6.17)$$

откуда

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_2 = \sqrt{\frac{2H}{\lambda} \int_{T'}^{T_g} W dT}. \quad (6.18)$$

Из условия равенства тепловых потоков получим

$$\frac{1}{\lambda} c_p \rho u (T' - T_0) = \sqrt{\frac{2H}{\lambda} \int_{T'}^{T_g} W dT}. \quad (6.19)$$

Температуру на границе областей примем равной T_g , в интеграле заменим T' на T_0 . Т.к. основной вклад будет вносить скорость при высоких температурах, величина интеграла изменится несильно. Тогда массовая скорость горения может быть записана как

$$\rho u = \frac{\sqrt{2\lambda H \int_{T_0}^{T_g} W dT}}{c_p (T_g - T_0)} \quad (6.20)$$

Для вычисления интеграла используем разложение Франк-Каменецкого

$$e^{-\frac{E}{RT}} \approx e^{-\frac{E}{RT_g}} e^{-\frac{E\Delta T}{RT_g^2}}, \quad (6.21)$$

где $\Delta T = T_g - T$. Из последнего равенства получим $dT = -d\Delta T$. При этом пределы интегрирования изменятся $T = T_g, \Delta T = 0$ и $T = T_0, \Delta T = T_g - T_0$. Тогда получаем

$$\begin{aligned} \int_{T_0}^{T_g} W dT &= - \int_{T_g - T_0}^0 k_0 c^\nu e^{-\frac{E}{RT_g}} e^{-\frac{E\Delta T}{RT_g^2}} d\Delta T = \\ &= k_0 c^\nu e^{-\frac{E}{RT_g}} \frac{RT_g^2}{E} e^{-\frac{E\Delta T}{RT_g^2}} = k_0 c^\nu e^{-\frac{E}{RT_g}} \frac{RT_g^2}{E} \left(1 - e^{-\frac{E(T_g - T_0)}{RT_g^2}} \right) \end{aligned} \quad (6.22)$$

второе слагаемое в скобках для углеводородных топлив приближённо равно

$$e^{-\frac{E(T_g - T_0)}{RT_g^2}} \approx e^{-\frac{40000 \cdot 2000}{2 \cdot 2000^2}} \approx e^{-10} \approx 0. \quad (6.23)$$

Первые три сомножителя перед скобками дают скорость реакции при температуре горения W_g . В итоге массовая скорость горения составит

$$\rho u = \frac{\sqrt{2\lambda H W_g \frac{RT_g^2}{E}}}{c_p (T_g - T_0)}. \quad (6.24)$$

Применяя уравнение неразрывности $\rho u = \rho_0 u_n$ получим выражение для нормальной скорости горения

$$u_n = \sqrt{\frac{2\lambda H W_g R T_g^2}{\rho_0^2 c_p^2 (T_g - T_0)^2 E}}. \quad (6.25)$$

В соответствии с равенством $\rho_0 c_p (T_g - T_0) = H W_g t_k$, где в левой части стоит количество тепла выделяющееся в единице объёма а в правой та же величина, выраженная через максимальную скорость реакции и её продолжительность t_k и учитывая $\frac{\lambda}{\rho c_p} = a$ получим

$$u_n = \sqrt{\frac{2a}{t_k} \frac{RT_g^2}{E(T_g - T_0)}} = \sqrt{\frac{a}{t_k}} \sqrt{\frac{2RT_g^2}{E(T_g - T_0)}}, \quad (6.26)$$

или

$$u_n = B \sqrt{\frac{\lambda}{t_k}} \quad (6.27)$$

Ширина зоны горения может быть найдена из уравнения (6.12) при условиях $x = -\infty, \frac{dT}{dx} = 0$. Первый интеграл будет

$$\frac{dT}{dx} = \frac{1}{\lambda} c_p \rho u (T - T_0). \quad (6.28)$$

Разделим переменные

$$\frac{dT}{T - T_0} = \frac{c_p \rho u}{\lambda} dx \quad (6.29)$$

и с учётом начальных условий $x = 0, T = T_g$ получим

$$\ln(T_g - T_0) - \ln(T - T_0) = \frac{c_p \rho u}{\lambda} x \quad (6.30)$$

или

$$\frac{T_g - T_0}{T - T_0} = e^{\frac{c_p \rho u}{\lambda} x}. \quad (6.31)$$

Порядок толщины зоны пламени δ можно оценить по характеристической толщине – расстоянию, на котором температура спадает в e раз.

$$\frac{c_p \rho u_n}{\lambda} \delta = 1, \quad (6.32)$$

откуда

$$\delta = \frac{\lambda}{c_p \rho u_n} = \frac{a}{u_n}. \quad (6.33)$$

3. Влияние различных факторов на скорость горения.

Процесс горения идёт в плоском слое при $T \approx T_g$. Повышение температуры за счёт теплопроводности составит

$$c_p \rho u_n (T_g - T_0) = \lambda \left(\frac{dT}{dx} \right). \quad (6.34)$$

Для градиента температуры можно приближённо записать

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_g - T_0}{\delta}, \quad (6.35)$$

откуда получаем

$$u_n = \frac{\lambda}{c_p \rho \delta} = \frac{a}{\delta}. \quad (6.36)$$

То нормальная скорость пламени прямо пропорциональна теплопроводности и обратно пропорциональна теплоёмкости смеси, что имеет решающее значение при выборе флегматизирующих добавок и средств тушения.

Массовая скорость горения связана со скоростью реакции как

$$\rho u_n \sim W^{\frac{1}{2}}. \quad (6.37)$$

Учитывая $W \sim p^\nu$ получим

$$\rho u_n \sim p^{\frac{\nu}{2}}, \quad (6.38)$$

т. е массовая скорость горения растёт с увеличением давления, но медленнее, чем скорость соответствующей химической реакции. Для нормальной скорости горения получим

$$u_n = \frac{\rho u}{\rho_0} \sim \frac{p^{\frac{\nu}{2}}}{p} = p^{\frac{\nu}{2}-1}, \quad (6.39)$$

т.е. в реакциях первого порядка нормальная скорость пламени уменьшается с ростом давления, а в реакциях второго порядка не зависит от него. Для толщины зоны горения получаем с учётом $a \sim p^{-1}$

$$\delta = \frac{a}{u_n} \sim \frac{p^{-1}}{p^{\frac{\nu-1}{2}}} \sim p^{-\frac{\nu}{2}}, \quad (6.40)$$

и, т.о. толщина зоны горения уменьшается с ростом давления и зависит при этом от порядка реакции.

Влияние температуры вытекает из основной зависимости для скорости реакций

$$W \sim e^{-\frac{E}{RT_g}}. \quad (6.41)$$

Эта зависимость и является определяющей. В соответствии с (6.25) получим

$$u_n \sim e^{-\frac{E}{2RT_g}} \quad (6.42)$$

4. Экспериментальное определение нормальной скорости распространения пламени.

Для экспериментального определения скорости распространения пламени используется несколько методов:

1. по светящемуся конусу бунзеновской горелки
2. по внутреннему конусу бунзеновской горелки;
3. по расходу смеси в горелке плоского пламени;
4. кино- и фото регистрацией пламени в прозрачной трубке;
5. по теневому конусу
6. по бомбе постоянного давления.

В горелке Бунзена, представляющей собой трубку, в которую подается готовая смесь, фронт пламени представляет собой почти правильный конус (рис 6-2)

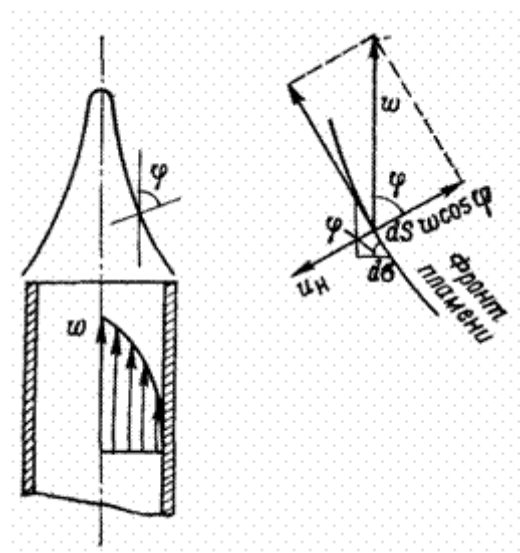


Рис 6-2. Форма пламени бунзеновской горелки

На его поверхности проекция скорости потока ω на нормаль к поверхности равна скорости распространения пламени u_n , т. е.

$$\omega \cos \varphi = u_n \quad (6.43)$$

где φ – угол между направлением потока и нормалью к поверхности пламени. Соотношение (6.43) носит название закона Гуи-Михельсона (закон косинуса) и широко используется при экспериментальных работах. Если измерить диаметр и высоту конуса, считая его правильным, то из геометрических построений легко определить u_n . Кроме того, для площади элементарной поверхности пламени dS можно составить соотношение, вытекающее из (6.43):

$$u_n dS = \omega d\sigma \quad (6.44)$$

где $d\sigma$ – проекция элемента dS на нормаль к направлению потока.

Интегрируя (6.44) по всей поверхности пламени, получим $u_n S = V$, откуда $u_n = V/S$ при любых форме пламени и распределении скоростей в газе. Здесь V – расход газа сквозь всё сечение горелки; S – площадь поверхности фронта пламени.

В общем случае площадь боковой поверхности можно определить как

$$S = 2\pi \int_0^{r_s} r \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dr}\right)^2} dr \quad (6.45)$$

где $z(r)$ – кривая, описывающая в центральном сечении боковую поверхность пламени.

Для случая аппроксимации формы пламени конусом, т.е. $z = h \sqrt{1 - r/r_s}$, получим выражение для боковой поверхности конуса $S = \pi r_s \sqrt{r_s^2 + h^2}$

Некоторые погрешности в определении скорости распространения пламени этим методом связаны с отличием формы пламени от правильного конуса, переменностью u_n из-за переменной (и неопределенной) температуры смеси непосредственно перед фронтом.

Более удобной для определения площади поверхности фронта является горелка плоского пламени, у которой выходное сопло сделано сужающимся прямоугольного сечения. Перед выходом газозвушной смеси внутри сопла установлена насадка из слоя бусинок и гофрированной ленты для выравнивания скорости. В некоторых случаях калориметрированием определяется тепло, отводимое насадкой, и вносится поправка на теплоотвод от фронта горения. При плоском пламени $u_n = V / ab$, где a и b – размеры сопла.

Удобными методами для определения скорости распространения пламени являются бомбы постоянного давления и постоянного объема. В бомбе постоянного давления, представляющей собой резиновый баллон, наполненный исходной смесью, регистрируют изменение объема при поджигании смеси в центре. Если d_0 – начальный диаметр, d_k – диаметр в конечный момент времени, а ω – видимая скорость перемещения стенок, то $u_n = \omega d_0 / d_k^3$.

В бомбе постоянного объема, представляющей собой сферический толстостенный сосуд, смесь, находящаяся при определенном давлении и температуре, поджигается в центре. Через имеющуюся в сосуде прорезь производят кинорегистрацию движения фронта пламени, а также записывают изменение давления в бомбе. Расчет u_n , сопряженный с графическим дифференцированием кривой изменения давления, а также другие методы расчета приведены в книгах Льюиса и Эльбе, а также Иоста.

Для любой смеси имеются верхний и нижний пределы распространения пламени по концентрации. Если концентрация горючего находится вне этих пределов, то пламя в смеси не может распространяться. При приближении к концентрационному пределу скорость пламени стремится не к нулю, а к определенной граничной скорости. Установлено, что на пределе распространения пламени практически для всех смесей граничная скорость близка к 0,05 м/с. С ростом давления скорость для воздушных смесей снижается, а концентрационные пределы несколько сужаются. Повышение начальной температуры смесей приводит, как это вытекает из рассмотренных выше теоретических выводов, к увеличению u_n