

5. Зажигание

1. Общие сведения о зажигании.

Зажигание или вынужденное воспламенение возникает в случае, когда горючая система остаётся холодной, а нагрев, приводящий к самоускорению реакции, происходит в небольшом участке объёма.

Возможные случаи зажигания:

1. накалившее тело;
2. локальное пламя;
3. электрическая искра (различные типы);
4. трение;
5. лазерное излучение;
6. горячие струи, рециркуляция нагретых продуктов горения;
7. самовоспламеняющиеся жидкости (или газы H_2+F_2).

Отличие зажигания от самовоспламенения:

Физическая сущность аналогична процессу самовоспламенения, т.е. превышения тепловыделения над теплоотдачей, но происходит лишь в части объёма системы.

При самовоспламенении система неспособна к тепловому равновесию, при зажигании происходит локальное нарушение теплового равновесия первоначально равновесной системы.

Самовоспламенение начинается во всём объёме горючей системы при достижении критических условий, зажигание начинается в части объёма и распространяется по системе.

2. Зажигание накаливающим телом.

Пусть горючая смесь находится между двумя параллельными стенками (рис 5-1).

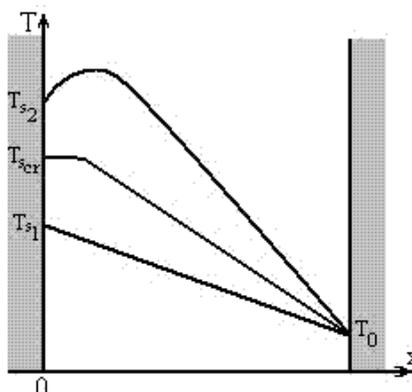


Рис. 5-1 Распределение температур в газовой смеси.

Будем квазистационарно повышать температуру левой стенки. При некоторой малой величине T_{s1} , когда скорость реакции пренебрежимо мала (смесь ведет себя как инертная), распределение температуры между стенками будет линейным (без учета конвекции и при предположении независимости коэффициента теплопроводности смеси от температуры).

По мере повышения температуры нагретой стенки в зоне, прилегающей к нагретой стенке, начнется заметная реакция, в результате которой линейная зависимость T от координаты y нарушится. Однако вследствие экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры ширина зоны реакции будет мала. Производная по координате от температуры в этом случае имеет отрицательное значение.

При дальнейшем повышении температуры нагретой стенки количество выделяющегося тепла увеличивается и его оказывается достаточным для дополнительного нагрева близлежащих слоев смеси, т. е. для появления пламени. Производная $\frac{dT}{dx}$ на нагретой стенке меняет знак, и горячая стенка, вначале отдавшая тепло, в дальнейшем становится не источником, а стоком тепла. Процесс в целом становится нестационарным.

Очевидно, существует такая температура стенки $T_{s,cr}$, когда производная $\left(\frac{dT}{dx}\right)_s$ становится равной нулю. В этом случае обмен теплом между нагретой стенкой и газом прекращается, а количества тепла, выделяющегося в результате реакции, как раз хватает на возмещение потерь, связанных с теплоотводом к холодной стенке через холодный газ. Т.о. Условие зажигания может быть записано

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_s = 0. \quad (5.1)$$

По мере удаления от стенки температура резко падает из-за замедления скорости реакции. Можно считать, что реакция идет в узком слое толщиной ζ вблизи стенки. Температура в этом слое мало отличается от температуры стенки T_s и поток тепла к холодной стенке может быть записан как

$$q_1 = \frac{T_s - T_0}{d}, \quad (5.2)$$

где d – расстояние между стенками. Пренебрегая изменением концентраций и связанным с этим процессами диффузии можно записать для слоя с толщиной ζ уравнение теплопроводности

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + qW = 0. \quad (5.3)$$

Введём новую переменную $y = \frac{dT}{dx}$, тогда уравнение (5.3) преобразуется к виду

$$y \frac{dT}{dx} = -\frac{qW}{\lambda}. \quad (5.4)$$

Отсюда

$$y = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} \int_{T_0}^T W dT}, \quad (5.5)$$

а тепловой поток из зоны реакции

$$q_2 = \lambda \frac{dT}{dx} = \lambda \sqrt{\frac{2q}{\lambda} \int_{T_0}^T W dT}. \quad (5.6)$$

Для скорости реакции $W = k_0 c^v e^{-\frac{E}{RT}}$ применим преобразование Франк-Каменецкого

$$e^{-\frac{E}{RT}} \approx e^{-\frac{E}{RT_s}} e^{\frac{E(T-T_0)}{RT_s^2}}. \quad (5.7)$$

В результате из (5.5) получим

$$y = \frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E} \left(1 - e^{\frac{E(T-T_0)}{RT_s^2}}\right)}. \quad (5.8)$$

Выражение в скобках меняется при повышении температуры $(T - T_0)$ на $\frac{RT_s^2}{E}$, т.е. на несколько десятков градусов от 0 до 0,63 и т.о. химическая реакция протекает в узком температурном диапазоне, а выражение в скобках близко к 1, тогда

$$y = \frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}}, \quad (5.9)$$

а тепловой поток из зоны реакции

$$q_2 = \lambda \sqrt{\frac{2q}{\lambda} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}}. \quad (5.10)$$

Из условия равенства тепловых потоков $q_1 = q_2$ имеем

$$\sqrt{\frac{2q}{\lambda} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}} = \frac{T_s - T_0}{d}, \quad (5.11)$$

откуда

$$d = \sqrt{\frac{\lambda (T_s - T_0)^2 E}{2q W(T_s) RT_s^2}}, \quad (5.12)$$

что даёт связь между геометрическими характеристиками системы, температурой зажигания T_s и концентрацией веществ или их давлением (т.к. $c \sim p$).

3. Зажигание накали́нной сферой.

Пусть сфера радиуса ρ с температурой T_s находится в среде холодного газа с температурой T_0 . Реакция идёт в тонком слое ξ вокруг сферы. Общий поток тепла со всей поверхности сферы будет

$$Q_2 = 4\pi(\rho + \xi)q_2 = 4\pi(\rho + \xi)\lambda\sqrt{\frac{2q}{\lambda}W(T_s)\frac{RT_s^2}{E}}. \quad (5.13)$$

Градиент температур в зоне $r > (\rho + \xi)$ составит $\frac{(T - T_0)(\rho + \xi)}{r^2}$, а общий поток тепла в холодный газ составит

$$Q_1 = 4\pi r^2 q_1 = 4\pi\lambda(T - T_0)(\rho + \xi). \quad (5.14)$$

Из условия равенства тепловых потоков $Q_1 = Q_2$ и пренебрегая ξ как малой, по сравнению с ρ , величиной получим

$$\rho = \sqrt{\frac{\lambda}{2q} \frac{(T - T_s)^2}{W(T_s)} \frac{E}{RT_s^2}}, \quad (5.15)$$

т.е. связь между параметрами системы для зажигания накали́нной сферой, аналогичную той, что мы получили для бесконечной плоской стенки.

4. Концентрационные границы зажигания

В общем случае зажигания вся реакция концентрируется в узком пограничном слое. В этом слое температура спадает от T_s до T_0 и в прилегающем газе создаётся такая температура при которой количество выделяющегося за счёт реакции тепла больше теплоотдачи. С этого момента процесс становится независим от источника и может самостоятельно распространяться в пространстве. Если считать, что среда вблизи тела неподвижна то для условия зажигания получим

$$\alpha(T_s - T_0) = \lambda\sqrt{\frac{2q}{\lambda} \frac{RT_s^2}{E} W(T_s)} \quad (5.16)$$

Рассмотрим критерий (или число) Нуссельта

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}, \quad (5.17)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, d – линейный размер, λ – коэффициент теплопроводности. В неподвижной среде или ламинарном потоке при молекулярном переносе он зависит только от геометрии тела. Используя критерий Нуссельта можно записать

$$\frac{Nu}{d}(T_s - T_0) = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} \frac{RT_s^2}{E} W(T_s)}. \quad (5.18)$$

Зажигание происходит, когда появляется пламя и начинает распространяться волна горения, поэтому приравняем T_S к $T_{гор}$. Объединяя все постоянные для данной реакции в данных условиях величины получим

$$\frac{Nu}{d} = Bp^{\frac{\nu}{2}} e^{-\frac{E}{2RT_{гор}}} \quad (5.19)$$

В частности для сферического тела $Nu=2$, в случае реакции второго порядка имеем

$$T_{гор} = \frac{-\frac{E}{2R}}{\ln\left(Bp\frac{d}{2}\right)} \quad (5.20)$$

При увеличении размеров накаливаемого тела и росте давления концентрационные пределы зажигания расширяются, стремясь к предельным значениям – пределам зажигания (рис 5-2, 5-3). Существуют такие размеры тел и давления, при которых зажигание невозможно осуществить.

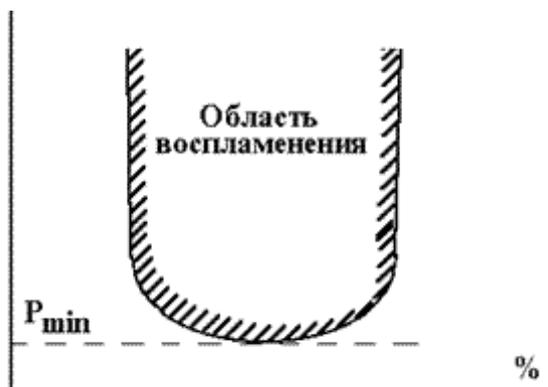


Рис. 5-2 Зависимость пределов давления от концентрации при зажигании

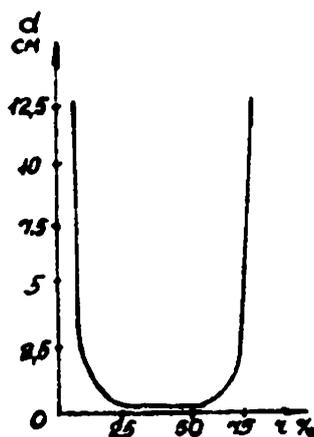


Рис. 5-3 Зависимость предельных размеров тела от концентрации при зажигании