

УДК 614.8.084

Определение величины потерь вследствие излучения от продуктов сгорания в узком канале

Determination of losses' size owing to radiation from products of combustion in the narrow channel

*А.Н. Минкин^{1,2}
канд.техн.наук, доцент.,*

А.А. Крехов¹

*С. В. Клочков¹
канд.физ-мат.наук, доцент*

*¹ФГАОУ ВО Сибирский
федеральный университет*

*²ФГБОУ ВО Сибирская
пожарно-спасательная
академия ГПС МЧС России*

*A. Minkin,
Ph.D. of Engineering Sciences,
docent,*

A. Krehov,

*S. Klochkov,
Ph.D. of Physico-mathematical
Sciences, docent*

*¹FSAEI HE Siberian Federal
University*

*²FSBEI HE Siberian Fire and
Rescue Academy EMERCOM of
Russia*

Аннотация:

В статье приведен метод взрывозащиты сушильных установок дисперсных материалов, который заключается в применении оборудования способного выдержать полное давление взрыва горючей смеси. Рассмотрен способ уменьшения максимального давления взрыва с помощью уменьшения размеров сушильных установок. Раскрыт процесс гашения пламени в узких каналах. Детально рассмотрены условия обмена энергией излучения между телами и оценка потерь тепловой энергии путем лучистого обмена пламени в замкнутом объеме. Получено выражение для определения давления взрыва в замкнутом объеме с учетом тепловых потерь.

Ключевые слова: взрывозащита сушильных установок, дисперсные материалы, давление взрыва, тепловые потери.

Abstract:

The article presents a method of explosion protection of drying installations of dispersed materials, which consists in using equipment capable of withstanding the full explosion pressure of a combustible mixture. It discloses a method for reducing the maximum pressure of an explosion by reducing the size of drying units is considered. The process of extinguishing the flame in narrow channels. The article considers in detail the conditions for the exchange of radiation energy between bodies and the estimation of heat loss by radiative flame exchange in a closed volume. It also obtains an expression for determining the pressure of an explosion in a closed volume with allowance for heat losses.

Key words: explosion protection of a drying apparatus, disperse materials, explosion pressure, thermal losses.

Переработка и получение горючих дисперсных материалов в среде органических растворителей сопряжены с опасностью взрывов горючих смесей, последствия которых могут привести к человеческим жертвам и экономическому ущербу. Аппараты сушки дисперсных материалов от органических растворителей являются объемами повышенной опасности, вследствие наличия в них горючих смесей.

Взрывозащита сушильного оборудования не всегда осуществляется на основании научно обоснованных выводов, многие решения принимаются на основе опыта и интуиции разработчиков. При этом повышение производительности аппаратов сушки достигается снижением уровня взрывозащиты.

Большинство авторов работ по взрывозащите практически не принимают во внимание наиболее надежный метод защиты аппаратов от разрушения при взрыве, как применение оборудования способного выдержать полное давление взрыва горючей смеси.

Уменьшить максимальное давление взрыва можно, уменьшив размеры сушильных установок [1]. Согласно теории пределов распространения пламени [2], гашение его в узких каналах обусловлено тепловыми потерями из зоны реакции к стенкам канала. В узких каналах потери тепла вызывают понижение температуры горения в зоне реакции, растяжение этой зоны, увеличение времени реакции, уменьшение скорости распространения пламени. При уменьшении диаметра канала увеличивается его поверхность на единицу массы реагирующей смеси, т.е. возрастают потери тепла из зоны реакции на единицу массы смеси. Когда эти потери достигают некоторой критической величины, скорость реакции в пламени настолько уменьшается, что дальнейшее его распространение становится невозможным [3].

Возможность проникновения пламени через гасящие каналы зависит в основном от трех главных факторов: физико-химических свойств и состава горючей смеси, давления. Нормальная скорость распространения пламени является основной величиной, определяющей размер гасящих каналов. Чем больше ее величина, тем меньшего размера канал требуется для гашения пламени.

Хотя гашение имеет тепловую природу и обусловлено теплоотдачей от газа к твердой стенке, пределы гашения не зависят от теплопроводности и теплоемкости материала стенок пламегасящих каналов [4]. Газ, сгорающий в узких каналах, охлаждается, практически не нагревая при этом стенки, т.к. существенная часть теплоотдачи происходит не в ней, а в самом газе. Значительное нагревание стенок возможно только при длительном истечении продуктов сгорания.

В инженерных расчетах лучистый теплообмен, излучающей среды со стенками, определяется при допущении изотермичности среды во всех точках объема. Формулу, определяющую лучевой обмен энергией изотермической излучающей среды, находящейся в объеме V с окружающими стенками поверхностью F можно представить в виде:

$$\Delta h_{\text{луч}} = \sigma_0 \left(T_{\text{изл. среда}}^4 - T_{\text{ст}}^4 \right) F \cdot \Phi, \quad (1)$$

где Φ – функция, представляющая оптическую плотность излучающей среды, находящейся в объеме известной формы;

σ_0 – постоянная Стефана – Больцмана, равная $5.7 \cdot 10^{-8}$ Вт/($\text{м}^2 \text{К}^4$).

Для многих твердых тел Φ близка к единице. Однако, для газов она значительно меньше. На практике в выражении (1) вместо функциональной зависимости Φ используют величину ϵ – степень черноты излучения. Для газов эта величина зависит от состава газа, толщины его слоя и давления.

Измерения показали, что при температурах горения заметно излучают только трехатомные газы. Для продуктов химической реакции, состоящих из элементов H -, C -, O - и N, наиболее существенно излучение двуокиси углерода и воды. Степень черноты теплового излучения изотермического слоя газа можно представить как отношение интенсивности теплового излучения $I(T,L)$ изотермического слоя, толщиной L при температуре T к интенсивности энергии излучения абсолютно черного тела:

$$\epsilon(T,L) = (I(T,L)) / (B(T)),$$

где $B(T) = 1/\pi \sigma_0 T^4$ – интенсивность энергии излучения абсолютно черного тела.

Наиболее подробные данные были получены Хоттелем [6-9]. На основе этих данных в литературе [9] имеются номограммы для определения ϵ различных изотермических слоев CO_2 и H_2O в зависимости от температуры.

Общая степень черноты теплового излучения газовой среды, одновременно содержащей CO_2 и H_2O в различных концентрациях, принимается аддитивной и находится путем суммирования степеней черноты CO_2 и H_2O :

$$\epsilon(T, \rho L) = \epsilon_{\text{CO}_2}(T, \rho_{\text{CO}_2} L, \rho_{\text{CO}_2}) + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}}(T, \rho_{\text{H}_2\text{O}} L, \rho_{\text{H}_2\text{O}}).$$

Обмен энергией излучения между телами может осуществляться в разнообразных условиях. При этом процесс обмена может быть нестационарным. Часть энергии излучения, падающей на тело, частично отражается, поглощается и частично может пропускаться. Энергия излучения может превращаться не только в тепло, но и в другие формы энергии, например, химическую, электрическую и т.д.

Обмен энергией излучения может осуществляться при отсутствии термодинамического равновесия и может отличаться от температурного излучения. Известные законы теплового излучения применимы в полной мере к замкнутым термодинамическим системам. Что касается пламени, то оно не является замкнутой системой, поскольку излучает энергию, но это излучение не компенсируется поглощением лучистой энергии извне. Все это приводит к тому, что пламя охлаждается за счет излучения и происходит дезактивация возбужденных молекул. При распространении пламени в малых объемах, когда

процесс реабсорбции, т.е. поглощения атомов другими атомами при прохождении излучения сквозь пламя уменьшается, относительная потеря на излучение будет увеличиваться, что приведет к отклонению от равновесия системы.

Еще одним фактором, из-за которого излучение пламени может не подчиняться законам теплового излучения, является хемилюминесценция – прямой переход химической энергии в излучение. Атомы и молекулы, находящиеся в состоянии электромагнитного возбуждения, могут излучать по иным законам, отличным от теплового. В этом случае интенсивность излучения не зависит от температуры. Экспериментальные исследования [10-12] показывают, что в зоне горения пламени часто обнаруживается хемилюминесцентное излучение.

К такому выводу приходят и авторы экспериментальных исследований в работах [13-22]. Анализ экспериментальных данных показал, что интегральная интенсивность сферического пламени в десятки раз больше, чем теплового и изменяется по иным, чем для тепловой радиации, закономерностям. При этом отмечается, что понижение температуры вследствие излучения происходит уже после завершения химического превращения.

В работе [23] отмечается, что Воль и Эльбе для объяснения наблюдаемого явления снижения давления взрыва выдвинули теорию, по которой потери энергии связываются с люминесцентным излучением в зоне реакции горения. К сожалению, до настоящего времени, математическая модель хемилюминесценции не создана. Поэтому для решения задачи об обмене энергией излучения пламени приходится принимать условия, которые приблизительно отвечают условиям радиационного обмена.

Для оценки потерь тепловой энергии путем лучистого обмена пламени в замкнутом объеме принимается следующая физическая модель:

1. При сгорании имеет место только температурное излучение.
2. Лучистая энергия, падающая на стенку оболочки, вся превращается в теплоту.
3. Оболочка не прозрачна для падающего излучения.
4. Процесс лучистого обмена энергией стационарен, температура во всех местах оболочки одинакова, и поддерживается неизменной во времени.
5. Объем оболочки заполнен продуктами сгорания, состоящими из трехатомных газов CO_2 и H_2O , от которых исходит излучение.
6. Излучающая среда и стенки с поверхностью S ,

ограничивающие объем V представляют собой серые тела, т.е. составляет некоторую долю поглощения и излучения абсолютно черного тела.

Для фронта пламени, ширина которого δ (рисунок 1), поток лучистой энергии в направлении двух плоскостей определяется как

$$h_{\text{луч}}^{\phi} = \frac{2\sigma_0 T^4 \varepsilon(\delta)}{\delta}$$

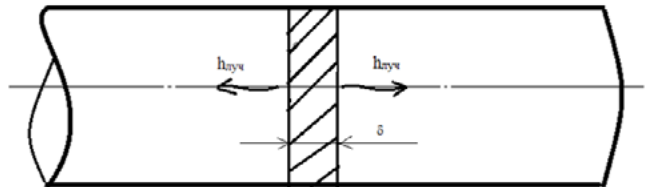


Рисунок 1. Схема тепловых потерь, обусловленных лучистой энергией.

Для фронта пламени, как для плоскопараллельного слоя, половина длины луча, с учетом оптической плотности излучающей среды, составляет $\tau_{\text{эф}}=1.8$ [24]. Считая, что процесс распространения в объеме V с окружающей оболочкой и, приняв в соответствии с законом Бугера, то

$$\varepsilon(\delta) = \frac{\varepsilon(L_{\text{эф}}) \cdot 1.8\delta}{L_{\text{экв}}}$$

Интегральный поток лучистой энергии от излучающего газа составит:

$$h_{\text{луч}} = \frac{3,6\varepsilon(L_{\text{эф}})\sigma_0 T^4}{L_{\text{экв}}}, \quad (2)$$

где $L_{\text{экв}} = m \cdot 4V/F$ – эквивалентная толщина слоя, м; m – коэффициент, учитывающий влияние оптической плотности излучающей среды на эквивалентную толщину слоя.

Эквивалентная толщина слоя может быть представлена через характерный размер объема:

для сферы $L_{\text{экв}} = 2D/3$, где D -диаметр сферы;

для цилиндра с $L/D \gg 1 - L_{\text{экв}} = D$;

для цилиндра с $L/D = 1 - L_{\text{экв}} = 2/3$.

Поскольку рассматривается процесс переноса энергии излучения от химически реагирующей среды к стенке канала, наиболее правильно в качестве температуры в формуле (2) использовать обобщенную температуру T_* [25]

$$T^* = \theta_{\text{хим}} + T_i,$$

где $\theta_{\text{хим}} = \frac{\rho_i \Delta H_{\text{хим}}}{\rho C_p}$ – условная потенциальная температура, отвечающая химической энергии среды,

T_i – начальная температура системы;

T_* - начальная температурная система;

ρ_i – плотность i -го компонента реагирующей смеси;

C_p – теплоемкость смеси;

ρ – плотность смеси.

Тогда (2) запишется

$$h_{\text{луч}} = \frac{3,6\varepsilon(L_{\text{эф}})qT^4}{L_{\text{ЭКВ}}}, \quad (3)$$

В практических расчетах вместо обобщенной температуры пользуются отвечающей ей теоретической температурой сгорания или адиабатической с учетом диссоциации продуктов сгорания [10].

Тепло, выделяющееся при химическом реагировании в смеси, заключенной в сосуде постоянного объема, расходуется на нагрев смеси и частично отводится через стенки сосуда в окружающую среду. Поэтому уравнение баланса тепла для реагирующей смеси можно записать в следующем виде:

$$\Delta H_{\text{полн}} - \Delta H_{\text{потерь}} = \Delta H_{\text{нагрев.см.}}. \quad (4)$$

Количество выделяющегося тепла $\Delta H_{\text{полн}}$ можно записать через долю сгорающей газовой смеси и теплоты сгорания горючего компонента:

$$\Delta H_{\text{полн}} = \frac{\Delta H_{\text{хим}}^\circ}{1 + \alpha \nu_0} \frac{dm}{dt}, \quad (5)$$

где $\Delta H_{\text{хим}}^\circ$ - стандартная теплота сгорания горючего вещества;

dm/dt – доля горючей смеси, сгорающей в единицу времени;

ν_0 - количество воздуха теоретически необходимое для горения;

α – коэффициент избытка воздуха.

Количество тепла, расходуемое на нагрев горючей смеси, определяется как:

$$\Delta H_{\text{нагрев.см.}} = C_{\text{см}} \cdot dT/dt, \quad (6)$$

где $C_{\text{см}}$ - теплоемкость смеси;

T - текущая температура тела;

t - время, с.

Количество тепла, отводимое через стенки сосуда в окружающую среду, запишется:

$$\Delta H_{\text{потерь}} = \Delta h_{\text{луч}} + \Delta h_{\text{конв.конд}} \quad (7)$$

где $\Delta h_{\text{луч}}$ – тепло, отводимое в окружающую среду за счет излучения;

$\Delta h_{\text{конв.конд}}$ - суммарное тепло, отводимое в окружающую среду за счет кондукции и конвекции.

Перенос тепла из зоны горения к стенке канала (с учетом конвективной и кондуктивной составляю-

щей) приводит к уравнению:

$$\Delta h_{\text{конв.конд}} = 15\lambda/D^2(T_r - T_0), \quad (8)$$

где λ – коэффициент теплопроводности.

Таким образом, подставив выражения (3) и (8) в (7), затем выражения (5), (6) и (7) в (4), получим

$$\frac{\Delta H_{\text{хим}}}{1 + \alpha \nu_0} \frac{dm}{dt} - \frac{15\lambda}{L_{\text{ЭКВ}}^2} (T_r - T_0) - \frac{3,6\varepsilon\sigma_0 T_r^4}{L_{\text{ЭКВ}}} = C_{\text{см}} \frac{dT}{dt}, \quad (9)$$

Интегрируем полученное выражение (9)

$$\frac{\Delta H_{\text{хим}}}{1 + \alpha \nu_0} \int_0^1 dm - \frac{15\lambda}{L_{\text{ЭКВ}}^2} (T_r - T_0) \int_0^{\tau_{\text{взр}}} dt - \frac{3,6\varepsilon\sigma_0 T_r^4}{L_{\text{ЭКВ}}} \int_0^{\tau_{\text{взр}}} dt = C_{\text{см}} \int_{T_0}^{T_r} dT,$$

получим

$$\frac{\Delta H_{\text{хим}}}{1 + \alpha \nu_0} - \frac{15\lambda}{L_{\text{ЭКВ}}^2} (T_r - T_0) \tau_{\text{взр}} - \frac{3,6\varepsilon\sigma_0 T_r^4 \tau_{\text{взр}}}{L_{\text{ЭКВ}}} = C_{\text{см}} (T_r - T_0),$$

$$\tau_{\text{взр}} = \frac{L}{2\nu(\varepsilon-1)} \ln \left[1 - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon} \left[1 - \frac{\nu \frac{\rho}{\rho_0}}{\nu-1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/\gamma} \right] \right];$$

где

ε – степень расширения газов.

С учетом химического недожога ($q_{\text{хим}}$) и решая относительно безразмерной температуры горения T_r/T_0 , выражение (9) запишется как

$$\frac{T_r}{T_0} = 1 + \frac{\Delta H_{\text{хим}}(1 - q_{\text{хим}})}{(1 + \alpha \nu_0) C_{\text{п.с.}} T_0} - \frac{15\lambda(T_r - T_0) \tau_{\text{взр}}}{L_{\text{ЭКВ}}^2 C_{\text{п.с.}} T_0} - \frac{3,6\varepsilon\sigma_0 T_r^4 \tau_{\text{взр}}}{L_{\text{ЭКВ}} C_{\text{п.с.}} T_0}, \quad (10)$$

Давление системы в адиабатических условиях определяется следующим образом

$$P = P_0 \eta T_r/T_0, \quad (11)$$

где η – коэффициент, учитывающий изменение числа молекул в единицу массы в результате реакции.

Используя выражение (11) и подставляя в него (10), получим выражение для определения давления взрыва в замкнутом объеме с учетом тепловых потерь:

$$P = P_0 \eta \left[1 + \frac{\Delta H_{\text{хим}}(1 - q_{\text{хим}})}{(1 + \alpha \nu_0) C_{\text{п.с.}} T_0} - \frac{15\lambda(T_r - T_0) \tau_{\text{взр}}}{L_{\text{ЭКВ}}^2 C_{\text{п.с.}} T_0} - \frac{3,6\varepsilon\sigma_0 T_r^4 \tau_{\text{взр}}}{L_{\text{ЭКВ}} C_{\text{п.с.}} T_0} \right].$$

Таким образом, одним из наиболее надежных способов взрывозащиты сушильных аппаратов горючих дисперсных материалов является применение выдерживающего полное давление взрыва оборудования. Чтобы снизить максимальное давление взрыва, необходимо уменьшить габариты установок для сушки, тем самым обеспечивая гашение пламени в узких каналах, которое обусловлено тепловыми потерями из зоны реакции к стенкам канала. Оценив потери тепловой энергии путем лучистого обмена, определили выражение давления взрыва в замкнутом объеме с учетом этих потерь.

Литература

1. Basrnecht W. Gas-und staubexplosionen in guchlossenen Bahaltern-Maschinenmasrt // 1976, v.82, N 118, p.283-285.
2. Сечин А.И., Шаталов А.А., К вопросу о пределах распространения пламени по давлению в газо-воздушных системах. – Известия Томского политехнического университета. 2005. Т. 308. №1.
3. Зельдович Я.Б. Теория предела распространения тихого пламени, ЖЭТФ, 11, № 1, 159, 1948.
4. Котов И.Ю., Повышение огнестойкости кассетных огнепреградителей путем использования пламегасящих элементов с теплообменным блоком. диссертации по ВАК РФ 05.26.03, 2011, Санкт-Петербург.
5. Козлов Я.В.(1), Коржавин А.А.(2), Сеначин П.К., Горение в сосуде, частично заполненном пористой средой. УДК 536.46 1. Институт химической кинетики и горения СО РАН, Россия, Новосибирск., 2. Алтайский государственный технический университет им. И.И.Ползунова, Россия, Барнаул. 2015
6. Hottel Н.С. I. a. Trans Am. Just. Chem. End. 1935, v. 31, p. 517.
7. Hottel Н.С. I. a. Trans Am. Just. Chem. End. 1942, v. 38, p. 531.
8. Hottel Н.С. I. a. Trans Am. Just. Chem. End. 1935, v. 57, p. 463.
9. Hottel Н.С. I. a. Trans Am. Just. Chem. End. 1941, v. 63, p. 297.
10. Болдырев О.И.(1), Горюнов И.М. (2), Влияние термической диссоциации продуктов сгорания углеводородного топлива на параметры рабочего процесса перспективных газотурбинных двигателей. Статья. Современные проблемы науки и образования. – 2012. – № 1..
11. Емельянова Ю. В., Морозова М. В., Буянова Е. С. Спектроскопические методы анализа в аналитической химии. Изд. Министерство образования и науки Российской Федерации Уральский Федеральный университет имени первого президента России Б. Н. Ельцина. 2017
12. Гейдон А.Г., Вольфгард Х.Г. Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1959. Дата поступления в ЭК 25.10.2012
13. Алексеева В.Г., Мандельштам С.Л. Журнал экспериментальной и теоретической физики. т. 17, 1947, с. 759.
14. Розловский А.И. Хасанов Б.Г., Гиматдинов Р.Х. ДАН СССР, 1971, т. 198, 1135.
15. Розловский А.И.,Хасанов Б.Г., Гиматдинов Р.Х. Известия АН СССР, серия химия, 1972, №5, с.1011.
16. Розловский А.И.,Хасанов Б.Г., Гиматдинов Р.Х. ФГВ, 1971, №4, с. 577.
17. Колесниченко И.Е., Артемьев В.Б., Колесниченко Е.А., Черечукин В.Г., Любомищенко Е.И., Предотвращение взрывов угольной пыли и метана в горных выработках: Теория и практика. «Горная промышленность» ;4 (134) 2017.
18. Палеев Д. Ю., Васенин И. М., Шрагер Э. Р., Крайнов А. Ю., Костеренко В. Н., Лукашов О.Ю., Взаимодействие ударной волны взрыва метана с облаком порошкового ингибитора, Научные технологии разработки и использования минеральных ресурсов. 2017. Т. 3. С. 377-381
19. Sluschre G/ Beitrade zur Erborschung des Flammenausbreitung in staubwolren . Staud-Reinhaltung der zubt, 1983, BD 25, N. 5, S180-190.
20. Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А., Динамика и воспламенение газовзвесей. Монография. Новосибирск. 2006
21. Малинин В.И., Коломин Е.И., Антипин И.С. Воспламенение и горение аэрозвеси алюминия в реакторе высокотемпературного синтеза порошкообразного оксида алюминия // Физика горения и взрыва. 2002. Т.38, №5. С. 41-51..
22. Абиев З. А., Родионов В. А., Жихарев С. Я., Пихконен Л. В., Исследование взрывчатых свойств каменноугольной пыли глубоких шахт Кузнецкого бассейна. ТулГУ, Науки о Земле. 2018. Вып. 1.
23. Корольченко А.Я., Полетаев Н.Л., Шевчук А.П. Фазодинамический механизм развития пылевого взрыва. Материалы УП Всесоюзный научно-технический конференции “Горение и проблемы тушения пожаров”. Секция: Горение в неконтролируемых условиях и оценка пожароопасности веществ. М., ВНИИПО, 1981, с. 24-27.
24. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Рычков А. Д., Иванова С. П., Гораш В. Н., Теория горения и взрыва. НГТУ, Новосибирск 2007, 40 с.
25. Блох А.Г. Основы теплообмена излучения. М., Госэнергоиздат, 1962.
26. Шорин С.Н. Теплопередача. М., Высшая школа, 1964, с. 487.