

К ВЫЯСНЕНИЮ ПРИРОДЫ КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ПРЕДЕЛА ГОРЕНИЯ

К.О. Сабденков, О.Ю. Долматов, К.В. Юшицын

Томский политехнический университет
E-mail: sabdenovko@mail.ru

На основе развития идей Льюиса, Эльбе, теоретических работ А.М. Климова о конвективном гашении пламени и Я.Б. Зельдовича об исчезновении пламени при снижении температуры горения ниже критического значения предложена элементарная теория существования концентрационных пределов медленного горения и детонации.

Введение

В атомной энергетике, как и в любой отрасли промышленности, немаловажным фактором является обеспечение пожаро- и взрывобезопасности на предприятиях. При этом основную опасность представляют случаи несанкционированного образования горючих газовых смесей на основе воздуха как окислителя. В качестве горючего чаще всего выступают ацетилен, водород, метан, пропан, пары бензина и др. [1]. Одним из основных характеристик горючей смеси, по которой оценивается ее опасность, является относительное процентное содержание горючего и окислителя. Также известно, что при превышении их концентрации сверх определенного значения (чрезмерно обедненная или обогащенная смесь), горение при данных внешних условиях невозможно, т. е. наступает концентрационный предел распространения пламени. Более точно, концентрационный предел существования пламени проявляется как внезапное прекращение горения при отклонении горючего состава от стехиометрического значения [1–3]. Несмотря на важное прикладное значение, удовлетворительная теория этого явления до сих пор не разработана.

Ю.У. Линнет и Ю.С. Симпсон (1956) высказали мнение, что экспериментальные найденные пределы не представляют собой фундаментальное свойство смеси [2]. По мере чрезмерного обогащения или обеднения смеси решающее влияние на режим горения начинают играть конвективные потоки, которые зависят от условий проведения экспериментов. На важную роль конвективных потоков указывают еще факты зависимости концентрационных пределов от направления движения фронта горения по отношению к вектору силы тяжести. Несколько позже Б. Льюис и Г. Эльбе пришли к выводу гашения пламени вблизи концентрационных пределов конвективными потоками [2]. Но ими детальная теория, позволяющая рассчитывать зависимость скорости горения от состава смеси по мере отклонения от стехиометрического состава и объяснить ряд закономерностей концентрационных пределов, не была создана. Цель настоящей работы — предложить простое объяснение существования концентрационного предела на основе развития идей Линнета, Симпсона, Льюиса и Эльбе.

Основные положения теории и ее содержание

Экспериментальной основой излагаемой ниже теории служат два факта [2]:

- 1) верхний и нижний концентрационные пределы распространения дефлаграции и детонации располагаются почти симметрично относительно стехиометрического состава по отношению к перестановке «горючее $\leftrightarrow$ окислитель»;
- 2) на пределе горения при существенном снижении скорости пламени его температура незначительно отличается от значения, соответствующего стехиометрическому составу.

Раскроем более детально содержание перечисленных фактов. Эффект прекращения распространения волны горения наблюдается в очень богатых или в очень бедных смесях, которые мы полагаем состоящими только из горючего А и окислителя В и имеющими близкие молекулярные массы. Но бедную смесь можно рассматривать как богатую относительно окислителя. В том и другом случаях избыточную часть окислителя или горючего можно рассматривать как химически «инертную» добавку, хотя, строго говоря, это не так. Таким образом, обнаруживается наличие симметрии, суть которой состоит в неразличимости богатых и бедных смесей при установлении концентрационного предела. Здесь следует заметить, что указанная в общих чертах симметрия носит характер приближения. Детально механизм протекания химических реакций не рассматривается.

Второй факт подразумевает прекращение горения при еще достаточно высокой температуре, которая значительно превышает температуру свежей смеси (в 5...7 раз и более). Относительно стехиометрического состава температура пламени на пределе горения снижается максимум в 1,5...2 раза.

Предлагаемую ниже теорию следует рассматривать как грубое представление о факторах, определяющих существование концентрационных пределов горения. Но в то же время, принимающее во внимание только главные физические аспекты.

Симметричное последствие, указанное в виде первого экспериментального факта, должно быть вызвано такой же по свойствам физической величиной, являющейся одним из параметров, определяющих распространение волны горения. Из полного списка, который здесь не приводится, можно выбрать только тепловой эффект химической реакции. Только он может обладать указанным выше видом симметрии, и только он может нести ответственность за существование концентрационного предела.

Вблизи концентрационного предела горения фронт пламени (в достаточно широкой трубе, где ее стенки не влияют на процесс) распадается на отдельные очаги в виде сферических сегментов, между которыми газ остается холодным: химическая реакция там не идет [2]. Один из таких очагов с направлением обтекания его холодной горючей смесью изображен на рис. 1. Также можно полагать, что горение начинается с такого одиночного очага при подводе к смеси начальной энергии инициирования. Тогда задача состоит в определении такого состава смеси горючего газа, при котором горение еще возможно.

Охлаждение зоны горения обтекающим потоком несгоревшего газа может привести к невозможности горения. Условием существования горения является малая величина числа Б. Карловица K , которое в зависимости от конкретной ситуации принимает различную форму. Если речь идет о сферическом пламени диаметра d , то [2]

$$K = \frac{\kappa}{u_n d} \frac{\rho_0}{\rho_b},$$

где u_n — нормальная скорость пламени; κ — коэффициент температуропроводности; ρ_0, ρ_b — плотности свежей смеси и продуктов горения.

Параметр K в таком виде характеризует передачу тепла из зоны реакции с температурой горения T_b в свежую смесь, имеющую температуру T_0 . Она может быть выражена отношением энтальпии прогреваемого слоя H'' и зоны пламени H' [2]:

$$H'' \sim d^2 \frac{\lambda_T}{u_n} (T_b - T_0), \quad H' \sim d^3 c_p \rho_b (T_b - T_0).$$

где λ_T — коэффициент теплопроводности; c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Прекращение горения может произойти и в случае распространении пламени в газе с характерным градиентом скорости потока g_u . Тогда

$$K = g_u \frac{\kappa}{u_n^2}.$$

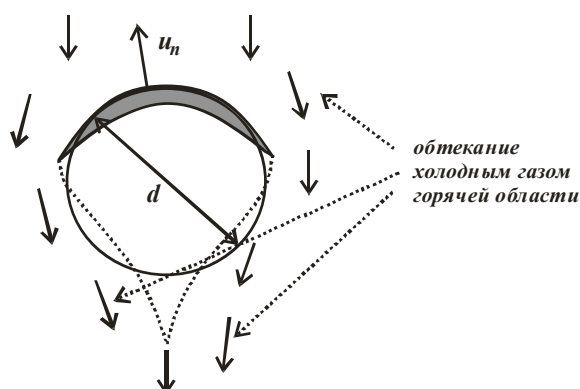


Рис. 1. Одиночный очаг горения с характерным размером d . Пунктирной линией выделена область с высокой температурой

В такой форме число K отражает степень увеличения поверхности горения, или ее «растяжение», которое испытывает пламя в гидродинамическом иска-

женном потоке газа. Увеличение поверхности приводит к искривлению или повороту фронта пламени. Пламя становится при этом расходящимся. Расходящимся становится также и поток тепла, направленный из зоны реакции в сторону несгоревшей смеси.

Равноправность приведенных двух форм критерия K видна из представления величины характерного градиента для гидродинамического течения, показанного на рис. 1, в виде $g_u = u_n \rho_0 / (\rho_b d)$. Но, надо заметить, если речь идет о распространении пламени в случаях, когда существенно влияние силы тяжести, то под параметром K необходимо понимать характеристику конвективного потока, вызванного как движением фронта горения, так и наличием силы тяжести.

Безразмерный критерий K впервые был введен Б. Карловицем в 1953 г. как мера растяжения фронта горения гидродинамическим потоком. Им же показана ключевая роль этого параметра для оценки устойчивости и существования горения.

Столь важная роль этого параметра проявляется в том, что объем частицы свежей смеси, которая проходит через единицу площади фронта пламени при перемещении ее на данное расстояние и которую необходимо подготовить подогревом к химическому превращению, в таком пламени больше, чем в случае не подверженной растяжению волны горения. Эта особенность приводит к увеличению скорости переноса тепла из зоны реакции в несгоревший газ. Температура в зоне реакции понижается. При превышении растяжения пламени критического значения равновесие между тепловыделением и теплопотерями в зоне реакции может быть полностью нарушено, и пламя затухает. Затухание пламени происходит в отсутствие каких-либо внешних поглотителей тепла (например, холодных стенок трубы). Роль гасящего агента выполняет свежая смесь [2].

Эта физическая картина, сформулированная для вывода условия воспламенения (сферический очаг), остается справедливой и для одиночного очага горения, показанного на рис. 1. Иначе говоря, для самостоятельного существования пламени необходим подогрев свежей смеси потоком тепла из зоны химической реакции. В то же время, этот поток не должен быть слишком велик, в противном случае химическая реакция настолько замедляется, что ее протекание становится невозможным из-за переохлаждения зоны горения. Чтобы этого не происходило, необходимо иметь достаточно высокий тепловой эффект химической реакции, который, в свою очередь, зависит от стехиометрического состава горючей смеси, степени разбавления ее инертными добавками, а также от условий проведения опыта (начальной температуры и давления).

Согласно сказанному прекращение горения в одиночном очаге может происходить спонтанно. Если это так, то уместно говорить не о гашении, а *самогашении*, что более точно отражает природу внутренних механизмов, приводящих к существованию концентрационных пределов у горючих смесей. И тогда эти пределы обретают качество фундаменталь-

ного свойства смеси, даже если погасание наступает в результате спонтанно возникающих конвективных потоков вследствие диффузионно-тепловой или гидродинамической неустойчивости пламени.

Еще раз обратим внимание, что здесь не рассматривается влияние силы тяжести, хотя в ряде случаев ее наличие может играть существенную роль на пределы распространения горения [2]. Эти пределы имеют место в условиях, когда пламя распространяется в горизонтальном направлении, а наличие силы тяжести может только смещать численные значения предельных концентраций.

Одиночный очаг горения может существовать, если число Карловица меньше критического значения K_{cr} : $K < K_{cr}$. Заменяя здесь знак неравенства на равенство, находим минимально возможную скорость пламени $u_n^{\min}$:

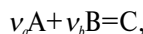
$$u_n^{\min} = \frac{\kappa \rho_0}{d K_{cr} \rho_b}.$$

Наличие числа K_{cr} следует из экспериментального факта существования минимальной энергии зажигания [2]. Строгий теоретический расчет K_{cr} по гашению пламени в искаженном гидродинамическом потоке произведен А.М. Климовым [4].

В дальнейшем $u_n^{\min}$ полагаем известной. Величину этой скорости для каждой смеси можно найти из решения задачи о распространении очага горения, показанного на рис. 1.

Из приведенных рассуждений следует, что физические механизмы, определяющие воспламенение горючей смеси, такие же, как и для условия распространения пламени. В обоих процессах центральное место отводится тепловому эффекту химической реакции.

Найдем зависимость теплового эффекта реакции Q от состава смеси. Пусть в волне горения имеет место реакция между горючим А и окислителем В:



где ν_a , ν_b – стехиометрические коэффициенты; С – продукт реакции. Свежая смесь состоит из N_A молекул сорта А и N_B молекул сорта В. Соответственно их молярные доли равны

$$\mu_a = \frac{N_A}{N_A + N_B}, \quad \mu_b = \frac{N_B}{N_A + N_B}.$$

Очевидно, $\mu_b = 1 - \mu_a$. Если вещество А находится в избытке, то из всех N_A молекул только

$$N'_A = \frac{\nu_a}{\nu_b} N_b$$

участвуют в реакции. Другая часть в количестве

$$N' = N_A - N'_A = N_A - \frac{\nu_a}{\nu_b} N_b$$

остается химически «инертной». Молярная доля μ' этой избыточной части дается очевидным равенством

$$\mu' = \mu_a - \frac{\nu_a}{\nu_b} \mu_b.$$

Если Q_{st} – тепловой эффект реакции при стехиометрическом составе смеси, то величина уменьшения общего теплового эффекта должно быть, во всяком случае, пропорционально молярной доли μ' «инертной» части смеси. Тогда для теплового эффекта Q можем записать

$$Q = Q_{st} - \mu' C_1 Q_{st} = Q_{st} \left(1 - C_1 \frac{\nu_b \mu_a - \nu_a \mu_b}{\nu_b} \right), \quad (1)$$

где коэффициент пропорциональности $C_1 = C_1(\mu_a, \mu_b)$. Аналогичные рассуждения для случая избытка вещества В приводит к выражению

$$Q = Q_{st} \left(1 - C_2 \frac{\nu_a \mu_b - \nu_b \mu_a}{\nu_a} \right), \quad (2)$$

где введен второй коэффициент пропорциональности $C_2 = C_2(\mu_a, \mu_b)$ и использовано принятое выше допущение равенства молекулярных масс горючего и окислителя.

Если не принимать во внимание коэффициенты C_1 и C_2 , то формулы (1), (2) применимы соответственно только для положительных разностей $\nu_b \mu_a - \nu_a \mu_b$ и $\nu_a \mu_b - \nu_b \mu_a$, вторая из которых представляет собой противоположную величину от первой.

Представляется ясным, что для теплового эффекта Q должно быть единое выражение, справедливое вне зависимости от того, какое из веществ А и В находится в избытке. Но смена знака при переходе от формулы (1) к формуле (2) не привела смене знака перед коэффициентом пропорциональности. Это может означать только одно: сами коэффициенты C_1 и C_2 зависят от указанных разностей, причем $C_1 \sim \nu_b \mu_a - \nu_a \mu_b$, $C_2 \sim \nu_a \mu_b - \nu_b \mu_a$, что оставляет симметричными числители в дробях из формул (1), (2) относительно перестановки местами $\nu_b \mu_a$ и $\nu_a \mu_b$. Причем правые части от знака пропорциональности могут иметь любую другую нечетную степень. Здесь взята наименьшая из них, равная единице как приводящая к наиболее простым искомым формулам. Можно, конечно, представлять коэффициенты C_1 и C_2 в виде рядов по нечетным степеням от $\nu_b \mu_a - \nu_a \mu_b$.

Таким образом, приходим к выводу о квадратичной зависимости теплового эффекта Q от разности $\nu_b \mu_a - \nu_a \mu_b$ как наиболее простой возможной форме.

Следующий этап уточнения вида коэффициентов C_1 , C_2 заключается в требовании обращения в ноль теплового эффекта реакции в двух пределах: при неограниченном обогащении смеси горючим $\mu_a \rightarrow 1$ и окислителем $\mu_b \rightarrow 1$. Выполнение этого требования приводит к следующему выражению

$$Q = Q_{st} \left[1 - \left(\frac{\nu_a \mu_b - \nu_b \mu_a}{\nu_a \mu_b + \nu_b \mu_a} \right)^2 \right], \quad (3)$$

Если здесь ввести коэффициент отклонения от стехиометрического состава $\sigma = \nu_b \mu_a / \nu_a \mu_b$, то формулу (3) можно записать в более компактном виде:

$$Q = Q_{st} [1 - (\frac{\sigma - 1}{\sigma + 1})^2], \quad (4)$$

Выше было показано, что природа существования концентрационного предела распространения волны горения (дефлаграции или детонации) является тепловой. Для установления предельных соотношений для концентрации можно применить такой же ход рассуждений, что и в теории теплового предела существования пламени Я.Б. Зельдовича [5], где причиной погасания является отвод тепла из зоны горения в стенку трубы малого диаметра. Это допустимо, т. к. в теории Я.Б. Зельдовича критический перепад температуры и скорости горения не зависят от условий потерь тепла из зоны горения. Поэтому они остаются справедливыми и в случае конвективного гашения.

Величина теплового эффекта непосредственно сказывается на температуре пламени T_b при адиабатических условиях. Они связаны между собой простым равенством

$$T_b = T_0 + \frac{Q}{c_p} = T_0 + \frac{Q_{st}}{c_p} [1 - (\frac{\sigma - 1}{\sigma + 1})^2]. \quad (5)$$

Критическому значению σ_* , соответствующему наступлению концентрационного предела, отвечает температура пламени T_b^* , ниже которой волновое химическое превращение, без внешнего подвода тепла в зону горения, становится невозможным. Максимальная температура пламени T_b^m реализуется при стехиометрическом составе:

$$T_b^m = T_0 + \frac{Q_{st}}{c_p}. \quad (6)$$

При записи этого выражения слабой зависимостью теплоемкости c_p от состава смеси пренебрегается. Скорость горения при температуре T_b^m максимальна и равна

$$u_n^{\max} \sim \exp\left(-\frac{E}{2RT_b^m}\right).$$

Соответственно на нижнем пределе температуры скорость горения имеет минимальное значение:

$$u_n^{\min} \sim \exp\left(-\frac{E}{2RT_b^*}\right).$$

Максимальное падение скорости горения равно

$$\frac{u_n^{\max}}{u_n^{\min}} = \exp\left[\frac{E}{2R}\left(\frac{1}{T_b^*} - \frac{1}{T_b^m}\right)\right].$$

Это отношение обычно составляет 2...6. В то же время значение энергии активации достаточно велико, чтобы можно было предположить малую разницу между T_b^m и T_b^* , что хорошо согласуется с приведенным выше вторым экспериментальным фактом. Представим, что

$$T_b^* = T_b^m - \phi \frac{R(T_b^m)^2}{E},$$

где ϕ – числовая константа, которая может быть найдена из анализа устойчивости и существования горения одиночного очага. Используя здесь выражения (5) при значении $\sigma = \sigma_*$ и (6), после простых преобразований получим:

$$\frac{\sigma_{\pm} - 1}{\sigma_{\pm} + 1} = \pm \sqrt{\phi \frac{R(T_b^m)^2}{E(T_b^m - T_0)}}.$$

Два корня $\sigma_+ > 1$, $\sigma_- < 1$ для коэффициента отклонения от стехиометрического состава здесь соответствуют избытку и недостатку горючего компонента А.

В более привычных обозначениях $\beta = RT_b^m/E$, $\mu_0^b = T_0/T_b^m$ имеем:

$$\sigma_+ = \frac{1 + \sqrt{\phi\beta/(1 - \mu_0^b)}}{1 - \sqrt{\phi\beta/(1 - \mu_0^b)}}, \quad \sigma_- = \frac{1 - \sqrt{\phi\beta/(1 - \mu_0^b)}}{1 + \sqrt{\phi\beta/(1 - \mu_0^b)}} = \frac{1}{\sigma_+}. \quad (7)$$

Отношение максимальной скорости горения к ее значению на пределе распространения горения равно

$$\frac{u_n^{\max}}{u_n^{\min}} \approx \exp(0,5\phi). \quad (8)$$

Для максимального падения скорости пламени в шесть раз находим $\phi \approx 3,6$. Величина β для большинства газовых смесей составляет порядка 0,1...0,01. Соответственно температура на пределе распространения пламени уменьшается в $T_b^m/T_b^* \approx 1,56...1,04$ раза от максимально возможного значения для стехиометрического состава.

Максимальное изменение коэффициента отклонения от стехиометрии находится соответственно в пределах ($\mu_0^b = 0,14$) $\sigma_+ = 4,7...1,5$ при избытке горючего и $\sigma_- = 0,21...0,67$ – при его недостатке.

Формула (4) не охватывает всех возможных причин снижения теплового эффекта при отклонении от стехиометрического состава. Ее необходимо рассматривать как одно из простейших выражений для теплового эффекта реакции.

Сравнение теоретических выводов с данными опыта

Отношение действующего значения скорости пламени u_n к максимальному значению (при стехиометрическом составе) представим как

$$\frac{u_n}{u_n^{\max}} = \exp\left[-\frac{E}{2RT_b^m} \frac{T_b - T_0}{T_b} (1 - \varpi^2)\right], \quad (9)$$

$$\varpi = \frac{\sigma - 1}{\sigma + 1}.$$

Сравнение этой формулы с экспериментальными данными по зависимости скорости пламени от доли от коэффициента отклонения σ показывает неплохое качественное и количественное совпадение для горючих газов, разбавленных воздухом (рис. 2, 3).

Несколько худшее согласие теоретических выводов с экспериментальными данными наблюдается, если в качестве окислителя выступает чистый кислород. Относительная ошибка для смеси метана с кислородом при $\sigma = 2,0$ составляет около 40 %, но не более.

Расчеты температуры горения здесь не приводятся. Но обнаружено, что на успешность теорети-

ческих предсказаний скорости пламени влияет в большей мере точность вычисления температуры горения T_b . Из-за грубости определения T_b взятые значения безразмерной энергии активации для воздушных смесей оказались завышенными. Относительная ошибка расчета температуры горения доходит до 20 %, что очень велика, т. к. температура стоит в экспоненте с большим множителем. Поэтому дальнейшее совершенствование теории должно проводиться уточнением зависимости теплового эффекта от состава смеси.

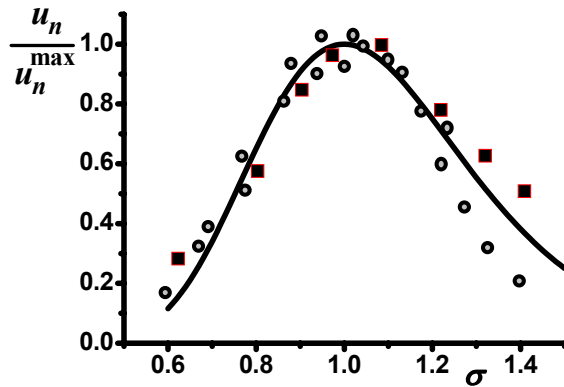


Рис. 2. Расчетные и опытные [2] данные Х.Ф. Кауарда, Ф.Ю. Хартвелла (●), Г. Яна, А.Р. Деньюеса, У.Ю. Хаффа (■) для отношения скорости пламени к ее максимальному значению метано-воздушной смеси как функция от коэффициента стехиометрии. Значение $T_b^m = 2250$ К

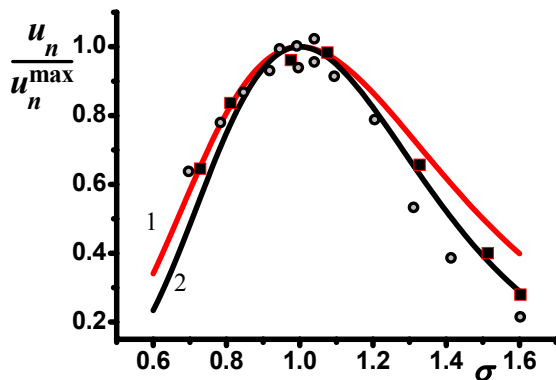


Рис. 3. Расчетные и опытные [2] данные Ю.М. Зингера, Ю. Грумера, Е.Б. Кука (●), Б. Льюиса, Г. Эльбе (■) для отношения скорости пламени к ее максимальному значению пропано-воздушной смеси как функция от коэффициента стехиометрии. Значение $T_b^m = 2240$ К

В этом контексте другое важное обстоятельство заключается в наблюдающемся в экспериментах небольшом смещении максимума скорости горения и максимальной температуры горения относительно стехиометрического состава. В формулах (5) и (9) такое смещение не содержится.

Что касается концентрационных пределов существования детонации, то здесь дело обстоит проще: скорость детонации U_d непосредственным и главным образом определяется тепловым эффектом химической реакции [6]: $U_d \sim Q^{1/2}$. Это соотно-

шение остается справедливым вплоть до исчезновения детонационного горения.

Физический механизм, определяющий концентрационный предел детонации, по всей видимости, такой же, как и для медленного горения. Это можно аргументировать тем, что детонация начинается с очага горения. И если в нем тепловыделение недостаточно велико, то расширяющиеся продукты горения быстро отводят тепло из зоны химической реакции, приводя ее переохлаждению.

Таким образом, концентрационный предел распространения горения, будь это ламинарное пламя или детонация, объясняется с единой точки зрения. Это и объясняет тот факт, что концентрационные пределы для обоих режимов горения или совпадают, или отличаются незначительно [2, 7].

Сказанное приводит к понятию критического теплового эффекта химической реакции, ниже которого самостоятельное горение (ламинарное пламя или детонация) невозможно при фиксированных внешних условиях.

Из второго соотношения (7) следует равенство $\sigma_+ \sigma_- = 1$, что означает наличие строгой симметрии значений σ_+ и σ_- относительно единицы на координатной оси σ . Для границ концентрационных пределов в процентных содержаниях горючего компонента Y_A^+ , Y_A^- последнему равенству можно придать вид

$$\frac{Y_A^+ Y_A^-}{(Y_A^{st})^2} = 1. \quad (10)$$

Для проверки точности этого соотношения значения все данные по нижним и верхним концентрационным пределам медленного горения взяты из книги [2], а для детонации – из монографии [7]. Как показывают расчеты, равенство (10) плохо выполняется для смесей горючих с чистым кислородом. Так, смесь этана с кислородом имеет следующие характеристики: $Y_A^- = 4,1$ %, $Y_A^+ = 50,5$ %, $Y_A^{st} = 22,0$ %. Для нее получаем $Y_A^+ Y_A^- / (Y_A^{st})^2 = 0,43$.

Соотношение симметрии (10) лучше реализуется для смесей с воздухом (табл.), а также для концентрационных пределов детонации. Например, для пропан-воздушной смеси $Y_A^+ Y_A^- / (Y_A^{st})^2 = 1,2$, а для смеси этилена с воздухом – $Y_A^+ Y_A^- / (Y_A^{st})^2 = 1,14$.

Таблица. Проверка соотношения (10) для смесей ряда горючих с воздухом

Горючее	Y_A^- , %	Y_A^+ , %	Y_A^{st} , %	$Y_A^+ Y_A^- / (Y_A^{st})^2$
Метан	5,0	15,0	10,0	0,75
Этан	3,0	12,5	6,0	1,04
Пропан	2,2	9,5	4,02	1,23
Пропилен	2,0	11,1	4,67	1,02
Бутан	1,86	8,41	3,23	1,5
Пентан	1,4	7,8	2,63	1,58
Гексан	1,18	7,4	2,33	1,6
СО	12,5	74,2	42,0	0,53

Заключение

Таким образом, предложено объяснение концентрационных пределов газовых смесей. Изложим вкратце происходящих при этом физическую картину процессов. Суть ее состоит в следующем: при удалении от стехиометрического состава ($\sigma \rightarrow 0$ или $\sigma \rightarrow \infty$) температура горения снижается, что влечет за собой быстрое падение скорости пламени. В результате количество тепла в прогревом слое увеличивается, главным образом из-за возрастающего его размера, равного примерно κ/u_n . Это влечет за собой рост потерь тепла из зоны пламени.

Потери обусловлены также уменьшением размера очага горения d по мере приближения к концентрационному пределу, т. к. $1/d \sim S/V$, где S – поверхность очага; V – его объем. Небольшое снижение температуры горения приводит к снижению теплового потока из очага горения, но оно не способно полностью скомпенсировать возрастающих потерь за счет падения скорости u_n и размера d . Эта тенденция, в конечном счете, и приводит к наименьшей возможной температуре $T_b^*(\sigma_{\pm})$ и скорости горения $u_n^{\min}(T_b^*) = u_n^{\min}(\sigma_{\pm})$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маршалл В. Основные опасности химических производств: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 672 с.
2. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1968. – 592 с.
3. Вильямс Ф.А. Теория горения: Пер. с англ. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
4. Климов А.М. Ламинарное пламя в турбулентном потоке // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1963. – № 3. – С. 49–58.
5. Зельдович Я.Б. Химическая физика и гидродинамика: Избранные труды. – М.: Наука, 1984. – 347 с.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 733 с.
7. Нетлетон М. Детонация в газах: Пер с англ. – М.: Мир, 1989. – 280 с.

Поступила 7.12.2006 г.

УДК 504.3.054:629

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ НЕСИММЕТРИЧНОГО ДИМЕТИЛГИДРАЗИНА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

А.Е. Долотов, Г.В. Кузнецов, Т.Н. Немова*

Томский политехнический университет

*Томский государственный архитектурно-строительный университет

E-mail: elf@tpu.ru

Смоделирован процесс испарения капель несимметричного деметилгидразина при их движении к поверхности земли после разгерметизации топливных баков ракет-носителей на высотах до 50 км.

Введение

Проблема загрязнения атмосферы несимметричным диметилгидразином (НДМГ), находящимся в баках жидкостных ракетных двигателей ракет-носителей [1, 2] после отработки первых ступеней, пока остается актуальной. Это во многом обуславливается тем, что до настоящего времени не определен конкретный механизм попадания этого загрязнителя на поверхность Земли. С одной стороны отсутствуют прямые доказательства попадания этого вещества в почву или структуры фитоценозов. С другой стороны в районах отделения первых ступеней ракет-носителей (например, Горный Алтай [3]) есть примеры аномального развития некоторых биологических систем, в то время как другие негативные факторы воздействия на эти системы отсутствуют. Известные результаты моделирования процессов «эволюции»

облака жидкого НДМГ [4, 5] после разгерметизации топливных баков на больших высотах не позволяют сформировать однозначный ответ на вопрос о фазовом состоянии НДМГ в атмосфере.

Целью данной работы является численное моделирование процесса испарения капли НДМГ при ее движении к поверхности Земли с учетом неоднородного температурного поля капли, изменяющихся во времени условий теплообмена с внешней средой и силы сопротивления.

Постановка задачи

При формировании задачи принималось допущение о том, что капля НДМГ при ее движении не деформируется и сохраняет форму сферы в течение всего полета до завершения процесса испарения. Учитывался конвективный теплообмен НДМГ с