

УДК 536.46

## О ПРЕДЕЛЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

В. В. Замашников

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск  
albor@kinetics.nsc.ru

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Экспериментально определен верхний предел распространения пламени этановоздушных и этанокислородных смесей при различных начальных температурах и давлениях. Эксперименты показали, что с ростом начальной температуры и давления значение верхнего предела увеличивается, что согласуется с литературными данными. Предел определялся в замкнутом сосуде при центральном зажигании. Полученный предел соответствует гашению пламени при его распространении вниз после всплытия под действием силы Архимеда.

Ключевые слова: концентрационные пределы, этан, повышенное давление, повышенная температура.

DOI 10.15372/FGV20180402

### ВВЕДЕНИЕ

Согласно тепловой теории [1] причиной концентрационных пределов распространения пламени являются теплопотери. Предел имеет место, когда потери тепла из фронта горения в единицу времени превосходят тепловыделение в единицу времени. Концентрационные пределы зависят от начальной температуры и давления, а также от условий распространения пламени. С практической точки зрения важно знать, какими свойствами исходной горючей смеси определяются пределы. Эти знания позволили бы по пределу, полученному при нормальных условиях, оценить предельную концентрацию при повышенных температурах и давлениях. Инициирование горения в центре сосуда (вдалеке от его стенок) исключает контакт горячих продуктов со стенками, но концентрационные пределы в этом случае определяются не только радиационными теплопотерями. Приближение к пределам приводит к уменьшению нормальной скорости, вследствие чего очаг пламени под действием архимедовой силы начинает всплывать. Это усложняет процессы массо- и теплообмена. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование гашения пламени при разных начальных температурах и давлениях, анализ полученных данных для выявления параметра, от которого зависит верхний предел.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводили в сферическом 10-литровом сосуде, изготовленном из нержавеющей стали. Поджиг осуществлялся в центре сосуда либо электрической искрой, либо спиралью из нихромовой проволоки диаметром 0.1 мм. Энергия, запасенная в конденсаторе, была порядка 16 Дж. Температура стенок сосуда могла изменяться от комнатной до 200 °С. Разница температур верхней и нижней частей сосуда достигала 6 °С. Сосуд был снабжен тремя оптическими окнами, что позволяло получать шпирен-изображения пламени скоростной видеокамерой X PRI AOS Technologies AG и измерять скорость газа. Давление регистрировалось с помощью датчика ДД 10. Смесь готовили по парциальным давлениям либо в смесителе высокого давления и затем напускали в предварительно откачанный сосуд, либо готовили непосредственно в сосуде. Точность составления смеси 5 %. Скорость газа измерялась с помощью PIV-системы «Полис». Точность измерения видимой скорости пламени по полученным изображениям составляла 15 %. По записи давления можно было регистрировать его изменение более чем на 0.1 атм.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены зависимости верхнего предела распространения этановоздушного и этанокислородного пламени от начальной температуры. Для этановоздушного пламени

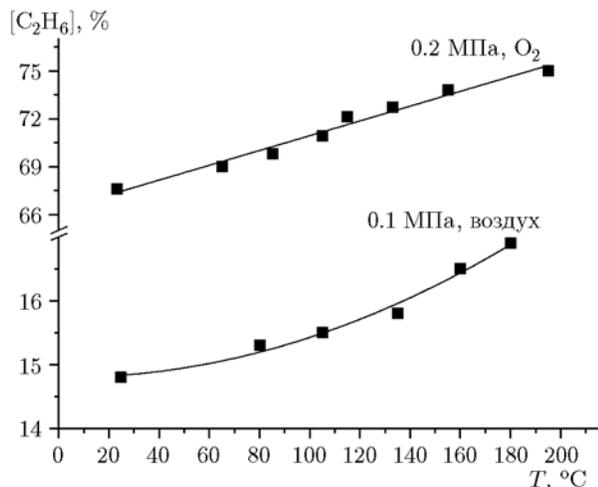


Рис. 1. Зависимости верхнего предела распространения пламени этанокислородной и этановоздушной смесей от начальной температуры

пределы получены при начальном давлении 0.1 МПа, а для этанокислородного пламени — при 0.2 МПа. Видно, что с ростом начальной температуры значение верхнего предела возрастает. При этом для этанокислородной смеси предел с ростом температуры изменяется приблизительно линейно, тогда как для этановоздушной смеси, скорее, по квадратичному закону. Отметим, что согласно [2, 3] для некоторых углеводородовоздушных смесей также наблюдается линейная зависимость.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости верхнего предела распространения этановоздушно-го и этанокислородного пламен от начального

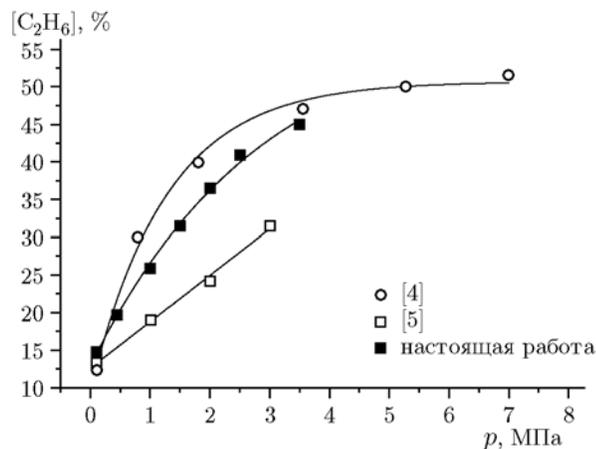


Рис. 2. Зависимость верхнего предела распространения пламени этановоздушной смеси от начального давления

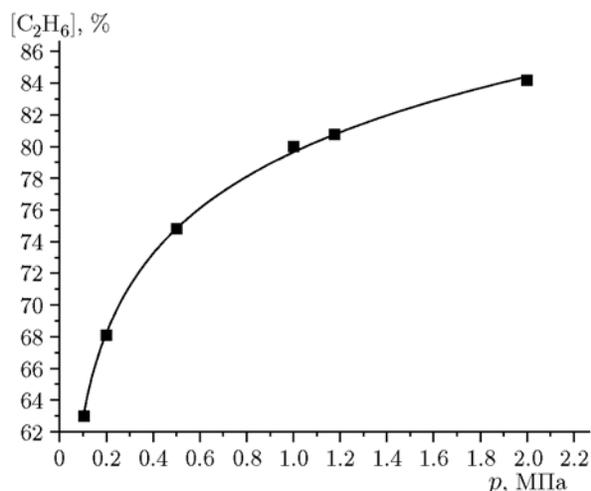


Рис. 3. Зависимость верхнего предела распространения пламени этанокислородной смеси от начального давления

давления, на рис. 2 приведены также аналогичные зависимости из работ [4, 5]. Видно, что с ростом давления предельная концентрация этана в смеси увеличивается. Зависимости, полученные в данной работе и другими авторами, подобны, но смещены друг относительно друга. Основные причины такого несовпадения заключаются в различии условий, при которых распространяется пламя, и критериев предела. Так, в работе [4] эксперименты проводили в вертикальной металлической трубе с внутренним диаметром 50.8 мм и длиной 381 мм, смесь поджигалась снизу, т. е. определялся предел распространения пламени снизу вверх. Предел определялся по записи давления. В работе [5] опыты проводили в сферическом сосуде объемом 14 л, смесь поджигалась в центре сосуда искрой либо разрывающейся проволокой с энергией 10 ÷ 20 Дж, предел определяли по отношению максимального давления к начальному. Критерием концентрационного предела было его значение 1.05. В настоящей работе 10 л, горение инициировалось в центре сосуда.

Для формирования стационарной волны горения необходимо определенным образом нагреть исходную смесь до температуры воспламенения, причем при приближении к пределу объем, который необходимо нагреть, возрастает. Поэтому при неизменных параметрах источника зажигания имеется такой состав смеси, в котором волна горения уже не может сформироваться. Если она всё же формирует-

ся, то согласно тепловой теории ее распространение или гашение будет зависеть от теплопотерь из ее фронта. Радиационные теплопотери присутствуют всегда (по крайней мере, убрать их непросто). Однако чаще всего не они определяют предел распространения пламени. При иницировании горения в центре сферического сосуда нет теплового контакта со стенками, но из-за всплывания очага под действием архимедовой силы может возникнуть сложный конвективный теплообмен. В настоящей работе датчик регистрировал изменение давления, если очаг пламени не гас при всплывании и пламя распространялось сверху вниз на какое-то расстояние. Приближение очага к потолку сопровождалось гашением его верхней части и возникновением теплового потока из продуктов в стенки бомбы. В данном случае гашение обусловлено, скорее всего, возникновением дополнительных кондуктивных теплопотерь. С большой вероятностью можно говорить, что и другими исследователями пределы получены при наличии теплового контакта со стенками. Если предел определяется по максимальному давлению, которое развивается в момент гашения, то понятно, что он может зависеть от размера и формы сосуда.

Исходя из этого неудивительно, что кривые на рис. 2 не совпадают. Отметим, что в трубе [2] из-за наличия архимедовой силы различаются пределы распространения пламени сверху вниз и снизу вверх, причем снизу вверх они шире, чем сверху вниз [2]. Поэтому в работе [4] определялся предел распространения снизу вверх. Следует ожидать, что в установке, рекомендованной для определения пределов [6], будут получены другие значения пределов.

Причиной различия предельных значений концентраций топлива, установленных разными исследователями, может быть также критерий, по которому определялся предел. В настоящей работе в качестве такового выбран рост давления более чем на 0.1 атм, в работе [4] он не указан (по крайней мере, автору данной статьи не удалось найти его в [4]), в [5] используется рост относительного давления (отношение максимального давления к начальному) более чем на 5 %. Конечно, помимо этого, предел зависит от количества и вида примесей в этане.

В работе [2] для некоторых топлив предложено аппроксимировать зависимость предела от начального давления логарифмической функцией. По полученной зависимости можно

рассчитать предел при более высоких давлениях, которые трудно достичь в эксперименте. Однако, во-первых, неочевидно, что реальная зависимость является логарифмической, во-вторых, точность предсказания зависит от разброса экспериментальных данных. Таким образом, при начальных температурах и давлениях, соответствующих области, в которой они определялись экспериментально, использование линейной аппроксимации для зависимости от температуры либо логарифмической для зависимости от давления (либо какая-то иная подходящая еще лучше) позволяет предсказать пределы с приемлемой точностью. Однако при более высоких, чем достигнутые в экспериментах, начальных давлениях и температурах возникают серьезные проблемы с предсказанием пределов. Особенно если давления, при которых получены пределы, значительно меньше тех, при которых необходимо их определить. Из этого следует очевидный вывод, что оценки можно сделать, если известна функциональная зависимость предела от начальных параметров. Можно также воспользоваться ожидаемым поведением зависимости при приближении к каким-то характерным параметрам. Например, при возрастании начальной температуры до значений, близких к температуре самовоспламенения, резонно предположить, что содержание кислорода в смеси должно стремиться к нулю. Следовательно, зависимость от начальной температуры для этановоздушной смеси будет скорее квадратичной, чем линейной. Во-первых, квадратичная зависимость лучше аппроксимирует экспериментальные данные. Во-вторых, в случае квадратичной зависимости содержание кислорода стремится к нулю при температуре  $\approx 1100$  °С, тогда как при линейной зависимости температура нереально большая. Для этанокислородной смеси результаты экспериментов лучше аппроксимируются линейной зависимостью и температура, при которой содержание кислорода стремится к нулю, составляет  $\approx 710$  °С, что вполне разумно. Однако нельзя исключить, что характер зависимости предела от начальной температуры изменится при приближении к температуре самовоспламенения.

В работе [2] для предсказания пределов использовалась идея постоянства адиабатической температуры пламени на пределе, которую довольно просто определить. Расчет адиабатической температуры для полученных экс-

периментальных данных показал, что только для этанокислородной смеси она изменяется мало при изменении начальной температуры. Во всех других случаях эта зависимость носит почти линейный характер и изменением адиабатической температуры пренебрегать нельзя. Отметим, что адиабатическая температура рассчитывалась исходя из термодинамического равновесия продуктов.

Согласно тепловой теории [1] предельное условие  $Pe = du_n/\chi = \text{const}$  зависит от нормальной скорости  $u_n$ . Здесь  $d$  — размер канала,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности. Разумно предположить, что зависимость предела от начальных условий должна быть подобна зависимости от них нормальной скорости. Таким образом, знание зависимости нормальной скорости от начальных условий позволило бы предсказать поведение предела. Для проверки этого предположения были измерены нормальные скорости распространения пламени этанокислородной смеси (рис. 4). Так как зависимость скорости от начальных условий может быть разной для стехиометрической и богатой смесей, измерения проводили вблизи богатого предела. Зависимости от начальной температуры на рис. 1 и 4 почти линейны. Отметим, что вблизи предела, когда скорость пламени мала, наблюдается всплытие очага. Если очаг воспламенения сферический, он деформируется, сохраняя при этом цилиндрическую симметрию относительно вертикаль-

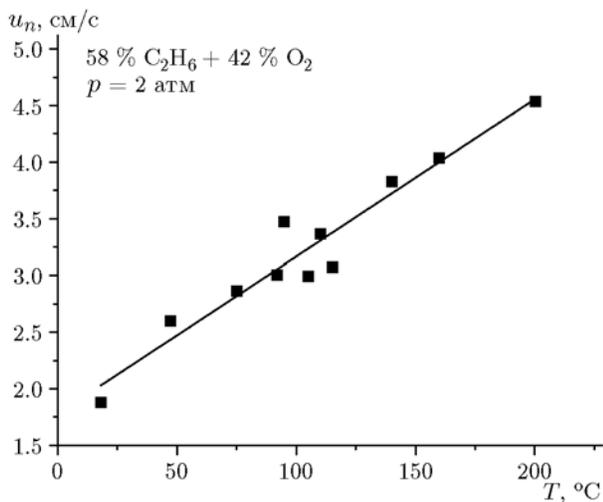


Рис. 4. Зависимость нормальной скорости распространения пламени этанокислородной смеси от начальной температуры

ной оси. Однако, поскольку идеальный сферический очаг никогда не наблюдается, очаг можно считать сферическим лишь приближенно. Видимая скорость пламени измерялась в направлении, перпендикулярном вертикальной оси симметрии. Коэффициент расширения рассчитывался для термодинамически равновесных продуктов горения. Деление видимой скорости на коэффициент расширения давало значение нормальной скорости.

В [3] приведены данные по зависимости нормальной скорости от начальной температуры. Как правило, эта зависимость описывается степенной функцией. Возможно, что для этановоздушной смеси зависимость нормальной скорости от начальной температуры, как и богатый предел (см. рис. 1), описывается квадратичной функцией.

Тепловая теория связывает существование пределов распространения пламени с теплопотерями из фронта горения, и это позволило получить предельное условие для распространения пламени в трубе. Однако при инициировании горения вдали от стенок сосуда продукты горения не касаются последних, что исключает кондуктивный теплообмен со стенками. В этом случае предельное условие распространения пламени может отличаться от полученного для трубы. При распространении в свободном пространстве остается радиационный теплообмен и из-за всплытия очага (благодаря архимедовой силе) может возникнуть сложный конвективный теплообмен. Как уже упоминалось выше, в настоящей работе датчик регистрировал изменение давления, если очаг не гас при всплытии и пламя распространялось сверху вниз на какое-то расстояние. Приближение очага к потолку сопровождалось гашением его верхней части и возникновением теплового потока из продуктов в стенки бомбы. Скорее всего, в данном случае гашение возникает из-за дополнительных кондуктивных теплопотерь. Маловероятно, что в этом случае применимо предельное условие, полученное для трубы, однако корреляция между зависимостью нормальной скорости и предела от начальной температуры явно наблюдается.

Теплообмен при всплытии очага зависит от движения газа вблизи очага. Всплытие очага обусловлено возникновением архимедовой силы:

$$ma = V(\rho_0 - \rho_b)g,$$

где  $V$  — объем очага,  $\rho_0, \rho_b$  — плотность исходной смеси и продуктов соответственно,  $m$  — масса движущегося газа,  $g$  — ускорение свободного падения,  $a$  — ускорение очага. Нетрудно получить, что

$$a = \frac{V\rho_b}{m}(E_p - 1)g,$$

где  $E_p$  — коэффициент расширения. По шпирен-изображениям очага горения можно определить ускорение, с которым он поднимается. Для очага этанокислородной смеси ускорение измерялось при различных начальных температурах. Оказалось, что в первом приближении оно не зависит от начальной температуры и существенно меньше ускорения свободного падения:  $\approx 1.14 \text{ м/с}^2$ . Можно предположить, что очаг всплывает вместе с присоединенной массой  $m_{\text{пр}}$ . Тогда

$$a = \frac{(E_p - 1)g}{1 + m_{\text{пр}}/V\rho_b}, \quad \frac{m_{\text{пр}}}{V\rho_b} = \frac{(E_p - 1)g}{a} - 1.$$

Расчет отношения присоединенной массы к массе очага дает значение  $\approx 60$ , т. е. из-за вязкого трения вместе с очагом движется исходная смесь. Проверить, так ли это, можно, измерив скорость газа. Для визуализации газовых потоков в горючую смесь добавляли частицы  $\text{TiO}_2$  размером 2 мкм и методом PIV измеряли их скорость. На рис. 5 приведены измеренные скорости газа при горении смеси 58 %  $\text{C}_2\text{H}_6$  +

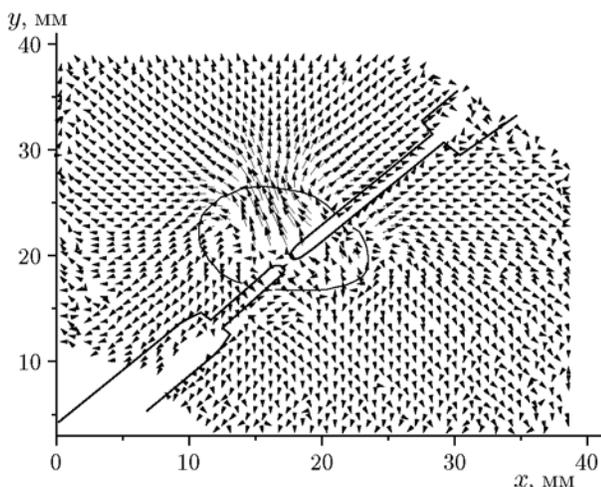


Рис. 5. Скорости газа при распространении пламени смеси 58 %  $\text{C}_2\text{H}_6$  + 42 %  $\text{O}_2$ : отмечено расположение электродов и фронта горения

42 %  $\text{O}_2$ . Линией показано приблизительное расположение фронта горения. Ее определяли по изменению концентрации частиц во фронте горения. Видно, что очаг несимметричный. Это связано прежде всего с влиянием электродов на распространение пламени. Из-за несимметричности очага в нижней его части наблюдается сложное движение газа. Наряду с этим, существует движение газа, очевидное для расширяющегося и всплывающего очага: исходная смесь движется в направлении от фронта, причем ее скорость уменьшается при удалении от него, скорость в верхней части больше из-за всплытия очага и, кроме того, всплытие очага порождает движение исходной смеси сверху вниз. Таким образом, очаг всплывает вместе с исходной смесью и конвективный теплообмен, если и существует, то только в нижней части очага, где холодная исходная газовая смесь может приходить на место нагретой. Отсюда следует, что пламя может гаснуть только при приближении к потолку, когда возникает теплообмен между продуктами и стенками сосуда. Отметим, что это справедливо, если пламя сформировалось на начальном участке. На формирование пламени может оказывать большое влияние кривизна фронта, т. е. эффекты, связанные с неравенством числа Льюиса единице.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены зависимости верхнего предела распространения пламени этановоздушных и этанокислородных смесей от начальной температуры и давления. С ростом начальной температуры и давления значения верхнего предела возрастают. Полученный предел связан с гашением пламени при распространении пламени сверху вниз. При всплытии пламени гашение, скорее всего, не происходит: пламя либо не формируется при иницировании, либо достигает верхней части сосуда.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Zabetakis M. G. Flammability characteristics of combustible gases and vapors // U. S. Bur. Mines. Bull. 627. — 1965. — P. 213.
3. Основы горения углеводородных топлив / под ред. Л. Н. Хитрина. — М.: Изд-во иностр. лит., 1960.

4. **Kennedy R. E., Spolan I., Mock W. K., Scott G. S.** Effect of high pressure on the explosibility of mixture of ethane, air, and carbone dioxide and ethane air, and nitrogen// Bur. Mines Rep. of Inv. 4751. — 1950. — P. 11.
5. **SAFEKINEX**, Deliverable N 9: «Report on experimentally determined explosion limits, explosion pressures and rates of explosion pressures rise. Part 2: ethane, ethylene, propane, n-butane, ammonia and carbon monoxide».
6. **Пожаровзрывоопасность** веществ и материалов и средства их тушения: справочник / под ред. А. Н. Баратова и А. Я. Корольченко. — М.: Химия, 1990. — Кн. 1. — С. 28.

*Поступила в редакцию 29/V 2017 г.*

---