

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ В УЗКИХ ТРУБКАХ

УДК 536.46

В. В. Замашиков

Институт химической кинетики и горения СО РАН,
630090 Новосибирск

Экспериментально исследовано распространение волны горения по движущемуся горючему газу в трубках с внутренними диаметрами, большими и меньшими критического. Показано, что скорость волны горения зависит от материала стенки трубки, ее внутреннего диаметра, состава смеси и расхода горючего газа. В трубке с внутренним диаметром, большим критического, существуют два режима распространения пламени.

В работе [1] показано, что в тонкостенной стальной трубке с внутренним диаметром, меньшим критического, может существовать волна горения. Цель настоящей работы — дальнейшее экспериментальное исследование закономерностей распространения такой волны горения. Все эксперименты проводились при комнатной температуре и атмосферном давлении. В качестве горючего газа использовались метановоздушные смеси.

Первая серия экспериментов проведена в горизонтальной трубке из нержавеющей стали с наружным диаметром $d_n = 3$ мм и внутренним $d_{вн} = 2,5$ мм (меньше критического $d_{кр} = 3,5$ мм [2]). Расход газа, протекающего по трубке, задавался с помощью редукторов давления и натекателя и измерялся масляным манометром по перепаду давления. Подробно методика получения волны горения описана в [1]. Отметим, что значение стационарной скорости распространения волны горения U не зависит от способа ее получения. Например, в трубке с $d_{вн} > d_{кр}$ такой режим горения можно получить с помощью спиртовки и остановки движущегося в обычном режиме пламени, увеличивая расход горючего газа. От способа получения зависит длина начального участка, на котором формируется стационарная волна горения. Эксперименты проводились в трубках, длина которых в несколько раз больше начального участка. Точность измерения скорости волны горения составляла $\pm 5\%$, систематическая погрешность измерения расхода газа, связанная с ошибкой получения градуировочной кривой расхода, $\pm 15\%$, случайная погрешность измерения расхода газа $\pm 3\%$.

Зависимость скорости перемещения волны горения от расхода горючего газа Q показана на рис. 1 кривой 3. Экспериментальные точки на этом и других рисунках получены в области существования волны горения. При меньших или больших расходах волна горения не существует. Из рис. 1 видно, что в диапазоне расходов, где существует волна горения, зависимость $U(Q)$ почти линейна. На верхнем пределе экспериментальные данные имеют большой разброс. (Несовпадение зависимости $U(Q)$ на рис. 1 по отношению к полученной ранее в [1] вызвано трудностями измерения малых расходов. В данной работе был более тщательно отградуирован измеритель расхода газа.)

При проведении достаточно большого количества экспериментов оказалось, что зави-

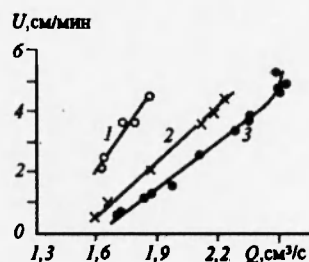


Рис. 1

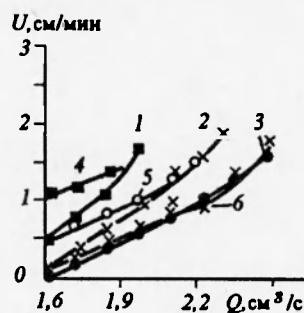


Рис. 2

Рис. 1. Эволюция зависимости $U(Q)$.

Смесь: 9,5% CH_4 + воздух. Стальная трубка: 1 — после термообработки, 2 — после длительной эксплуатации, 3 — новая; $d_n = 3,0$ мм, $d_{вн} = 2,5$ мм

Рис. 2. Зависимости $U(Q)$ при разном содержании (c , %) метана в смеси.

Фарфоровая трубка: $d_n = 5,0$ мм, $d_{вн} = 2,6$ мм; c , %: 1 — 8,5, 2 — 9,0, 3 — 9,5, 4 — 11,0, 5 — 10,5, 6 — 10,0

симось $U(Q)$ не воспроизводится и постепенно смещается вверх (рис. 1, кривая 2). При этом наиболее чувствителен к количеству экспериментов верхний предел по расходу горючего газа $Q_{вн}$. Сделано предположение, что причина смещения экспериментальных точек — образование окисной пленки на поверхности трубки при ее разогреве волной горения. Чтобы ускорить образование пленки, трубка перед очередным экспериментом нагревалась до температуры ~ 1270 К, и после ее охлаждения была получена зависимость, показанная на рис. 1 кривой 1. Термообработка привела к еще большему смещению вверх зависимости $U(Q)$ и к сужению области существования волны горения. При удалении же окисной пленки с внешней стороны трубки, наоборот, резко уменьшается скорость (в несколько раз), и это уменьшение не связано с утоньшением стенки трубки, так как последнее приводит к гораздо меньшему изменению скорости. Таким образом, процесс образования окисной пленки оказывает значительное влияние на волну горения.

Были получены также зависимости $U(Q)$ для стальной трубки при разном объемном содержании метана в смеси. При проведении экспериментов трубка постоянно обновлялась, чтобы получать воспроизводимые данные. Опыты показали, что при обогащении или обеднении смеси относительно стехиометрической скорость пламени увеличивается при данном расходе, нижний предел по расходу горючего газа $Q_{нп}$ не изменяется, а значение $Q_{вн}$ уменьшается. Волна горения существует в пределах $c = 8,0 \div 11,5$ % (c — объемное содержание метана в воздухе).

В связи с тем, что на процесс распространения пламени в стальной трубке большое влияние оказывает образование окисной пленки, основная серия экспериментов проведена в фарфоровой и кварцевых трубках. Предварительные опыты показали, что в них, несмотря на толстые стенки, также может существовать волна горения. Методика экспериментов в горизонтально расположенных фарфоровой и кварцевых трубках отличалась от описанной в [1] только тем, что прогрев части трубки, где находились продукты горения с целью предотвращения конденсации воды, осуществлялся с помощью электрического нагревателя, установленного параллельно под трубкой. При проведении экспериментов внешний нагреватель передвигался так, чтобы расстояние между пламенем и нагревателем было

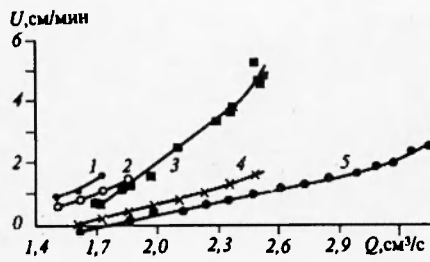


Рис. 3. Зависимости $U(Q)$, полученные для стальной (3), фарфоровой (4) и кварцевых (1, 2, 5) трубок, $c = 9,5\%$.

$d_n/d_{вн}$ (мм): 1,4 — 5/2,6, 2 — 4,9/2,7, 3 — 3/2,5, 5 — 5,1/3,1

приблизительно постоянным.

В фарфоровой трубке место нахождения волны горения определялось по светящейся светло-зеленой полоске на ее поверхности. Результаты измерения U показаны на рис. 2. Как и в стальной трубке, обогащение и обеднение смеси приводит к уменьшению $Q_{вн}$ и увеличению U при данном значении Q . Нижний концентрационный предел равен 8%, верхний — 11,5%. Кривые для смесей $c = 9,5$ и 10,0% почти совпадают, только вблизи нижнего предела они слегка расходятся. Это, скорее всего, связано с тем, что нормальные скорости этих составов мало отличаются. Следует обратить внимание на то, что $Q_{нп}$ почти не зависит от состава смеси. При длительной работе с фарфоровой трубкой на ее поверхности появлялся черный налет (из-за перемещения металлического крепления электрического нагревателя по поверхности трубки) и экспериментальные значения U смещались в сторону увеличения. Однако после термообработки при $T \sim 1270$ К черный налет исчезал и величины U оказывались приблизительно такими же, что и до образования налета.

В кварцевых трубках хорошо видна форма фронта пламени. В диапазоне расходов горючего газа, при которых существует волна горения, фронт пламени имеет цилиндрическую симметрию и располагается вертикально. При малых Q его края загнуты в сторону продуктов горения. По мере увеличения расхода фронт пламени становится все более плоским. Помимо этого, повышение Q приводит к увеличению температуры стенки и продуктов горения.

Результаты измерения скорости распространения фронта пламени (рис. 3) показывают, что увеличение внутреннего диаметра трубки приводит к расширению пределов по Q и к уменьшению U при данном Q . Значения U более чувствительны к внутреннему диаметру $d_{вн}$, чем к толщине. Так, кривые 1 и 2, соответствующие близким значениям $d_{вн}$, почти совпадают, хотя различие в толщинах их стенок не меньше, чем для кривых 2 и 5. В пользу этого утверждения говорит и тот экспериментальный факт, что в трубке с толщиной стенки 0,5 мм и $d_{вн} = 2,0$ мм волна горения не существует. В случае $d_{вн} = 3,1$ мм при малых Q пламя движется против потока, а при $Q > 3,0$ см³/с наблюдается более резкий рост скорости. Следует еще обратить внимание на то, что, с одной стороны, кривые 1, 2, 4, 5 почти параллельны (при этом кривые 1, 2, 5 получены для кварцевых трубок, а 4 — для фарфоровой), а с другой — линии 1 и 4 значительно сдвинуты друг относительно друга, хотя теплофизические свойства и плотности кварца и фарфора отличаются незначительно [3].

Следующая серия экспериментов проведена в горизонтальной кварцевой трубке с $d_{вн} > d_{кр}$. Здесь волна горения способна распространяться в обычном режиме и при движении горючей смеси относительно стенки трубки со средней скоростью V имеет место равенство $U = AV - S$, где A — коэффициент, зависящий от профиля скорости горючего газа, S —

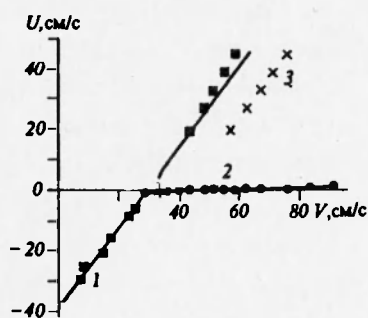


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости скорости перемещения пламени от средней скорости движения горючего газа, $c = 9,5\%$.

Кварцевая трубка: $d_n = 7,3$ мм, $d_{вн} = 4,9$ мм; 1 — PVC; 2 — PNC; 3 — PVC при начальной температуре 353 К

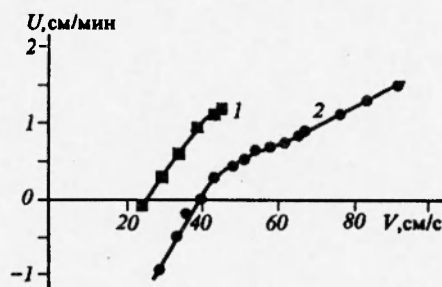


Рис. 5

Рис. 5. Зависимости $U(V)$ при $c = 8$ (1) и $9,5\%$ (2).

Кварцевая трубка: $d_n = 7,3$ мм, $d_{вн} = 4,9$ мм

скорость перемещения пламени при $V = 0$. Под средней скоростью понимается отношение расхода горючего газа к площади поперечного сечения трубки.

Опыты показали, что в этой трубке помимо обычного режима наблюдается также режим, обусловленный прогревом стенки трубки пламенем. Аналогично [4] назовем их соответственно режимом высоких скоростей (PVC) и режимом низких скоростей (PNC). Методика проведения экспериментов в PNC та же, что и для трубок с $d_{вн} < d_{кр}$. В режиме высоких скоростей основные сложности возникли при создании волны горения, когда $U > 0$. В этом случае эксперименты проводились следующим образом: в PNC трубка охлаждалась в том месте, где находилось пламя, и таким образом удавалось переходить в PVC. Одним из недостатков этой методики является то, что пламя распространяется по нагретой внешним источником (для предотвращения конденсации воды в продуктах) части трубки. И поэтому в этом случае экспериментальные точки должны отклониться от прямой $U = AV - S$, соответствующей комнатной температуре. Но, с другой стороны, эта методика позволяла показать, что в некотором диапазоне расходов горючего газа существует два режима распространения пламени.

Полученные результаты приведены на рис. 4. Прямая 1 проведена по экспериментальным точкам, полученным только при $U < 0$. Видно, что точки, при $U > 0$, как и ожидалось, не ложатся на прямую 1. Однако по этим точкам можно построить другую прямую $U = AV_1 - S_1$, где $V_1 = TV/T_0$ — средняя скорость движения относительно стенки трубки нагретого до температуры T горючего газа; S_1 — скорость перемещения пламени по нагретому до температуры T горючему газу при $V_1 = 0$; T_0 — комнатная температура. По наклону этой прямой можно определить температуру, которая соответствует указанным точкам, и ее знание позволяет вычислить соответствующие этим точкам средние скорости движения горючего газа V_1 . Результаты расчета приведены на рис. 4, кривая 3. В PVC (см. рис. 4, кривая 1) при $V > 60$ см/с пламя гасится, по всей видимости, из-за турбулизации.

Отметим интересную особенность, которая здесь наблюдается. Если $U < 0$, то при увеличении V в окрестности $U = 0$ PVC переходит в PNC (с кривой 1 на кривую 2). При $U > 0$ пламя распространяется по той части трубки, где находились продукты сгорания. Поскольку продукты сгорания часть своего тепла передали стенке, то пламя распростра-

няется по более нагретому газу. Это должно привести к тому, что в РВС с уменьшением V сначала будет наблюдаться отклонение от прямой $U = AV - S$, а затем при достаточно малых значениях U — переход в РНС. При дальнейшем уменьшении V произойдет снова переход в РВС. Таким образом, в РВС область $U \approx 0$ выпадает из зависимости $U = AV - S$.

В РВС, когда пламя движется достаточно медленно, фронт пламени имеет наклон. При переходе из РВС в РНС по мере прогревания стенки трубки волной горения наклон меняется на противоположный. Такой наклон фронта пламени в РНС наблюдается для всех расходов, при которых существует волна горения. Причем при увеличении V он возрастает. Кроме того, с ростом V ближе к нижней части трубки появляется, а при дальнейшем росте V увеличивается «язык», который направлен в сторону продуктов горения. Все это приводит к увеличению площади фронта пламени. По-видимому, с этим связано замедление роста скорости распространения волны горения при $V = 40 \div 60$ см/с (рис. 5, кривая 2), что не наблюдается в более тонких трубках, где площадь фронта пламени почти не зависит от V . Быстрый рост скорости распространения волны горения при $V > 60$ см/с связан с возникновением резонансных звуковых колебаний в трубке. Если $V > 90$ см/с, происходят срыв и гашение волны горения. Очевидно, что резонансные звуковые колебания способствуют срыву волны горения. Если $V < 30$ см/с, РНС переходит в РВС.

Представляет интерес сопоставить нижний и верхний пределы по расходу горючего газа с проскоком и срывом пламени на бунзеновской горелке. В бунзеновской горелке проскок и срыв определяются граничным градиентом скорости g [5, 6], который зависит от состава смеси, но не зависит от внутреннего диаметра трубки. В случае пуазейлевского течения $g = 32Q/(\pi d_{\text{вн}}^3)$ [5]. Как видно из рис. 3, $Q_{\text{нп}}$ почти не зависит от размеров трубки, поэтому значение g , вычисленное по приведенному выше соотношению, сильно зависит от $d_{\text{вн}}$. Кроме того, на $Q_{\text{нп}}$ не влияет состав горючей смеси (см. рис. 2). Причиной такого несоответствия с проскоком на бунзеновской горелке может быть иной механизм стабилизации пламени либо то, что течение не пуазейлевское. Величина $Q_{\text{вп}}$, напротив, чувствительна к материалу стенки трубки, к ее внутреннему диаметру и составу горючего газа (см. рис. 1–3), а также к внешним условиям: атмосферному давлению, охлаждению трубки. На верхнем пределе пламя погасает при определенной скорости перемещения волны горения, которая зависит от материала трубки и ее внутреннего диаметра (см. рис. 3), но которая в данной трубке слабо зависит от состава смеси (см. рис. 2). Вычисленный по приведенному выше соотношению граничный градиент скорости на верхнем пределе для кварцевых трубок разного диаметра равен 1149 ($d_{\text{вн}} = 3,1$ мм), 965 (2,7 мм) и 1002 1/с (2,6 мм) (см. рис. 3). Разброс значений g на верхнем пределе получается небольшим. Однако экспериментальных данных недостаточно, чтобы сделать однозначный вывод о том, что граничный градиент скорости на верхнем пределе не зависит от внутреннего диаметра трубки. К тому же значения g на верхнем пределе для трубок, изготовленных из разных материалов, существенно различаются.

В случае $d_{\text{вн}} > d_{\text{кр}}$ при $U < 0$ на нижнем пределе происходит переход в РВС (см. рис. 4). Расчет g на нижнем пределе для двух разных смесей (см. рис. 5) показал, что соотношения, полученные для проскока пламени в бунзеновской горелке [6], не выполняются. Таким образом, вероятнее всего, механизмы проскока пламени в бунзеновской горелке и нижнего предела в РНС различны, о верхнем пределе ничего определенного пока сказать нельзя.

Таким образом, в трубке с $d_{\text{вн}} < d_{\text{кр}}$ в случае низкой теплопроводности материала волна горения может существовать, даже если стенка достаточно толстая. Скорость перемещения этой волны зависит от материала стенки, от $d_{\text{вн}}$, а также от состава горючей

смеси. В трубках с $d_{\text{вн}} > d_{\text{кр}}$ возможны два режима распространения пламени: высоких и низких скоростей. РВС переходит в РНС, когда скорость перемещения волны горения становится достаточно низкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Замашиков В. В. Горение газа в тонкостенной трубке малого диаметра // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 23–25
2. Стрижевский И. И., Заказнов В. Ф. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.
3. Физические величины / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. Фильтрационное горение газов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах: Сб. науч. тр. / Под ред. Ю. Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988. С. 108–145.
5. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
6. Щетинков Е. С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.

*Поступила в редакцию 5/IV 1995 г.,
в окончательном варианте — 21/VI 1995 г.*
