

6. Schefer R. W., Namazian M., Kelly J. Velocity measurements in a turbulent premixed flames // AIAA Pap.— 1987.— N 1349.— P. 1—13.
7. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.— С. 478.
8. Зельдович Я. Б. Турбулентное и гетерогенное горение.— М.: ММИ. 1947.— С. 213.
9. Yoshida A., Günther R. Temperature and ionization measurements in turbulent premixed flames // AIAA Pap.— 1980.— P. 1—17.

г. Москва

Поступила в редакцию 17/V 1991

УДК 536.46 + 534.222.2 + 661.215.1

А. А. Васильев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ВЗРЫВЧАТОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

Скорость пламени в потоке за ударной волной оценивается по фоторегиограммам расширения очага пламени, возникающего в зоне между УВ и фронтом горения при режимах перехода горения в детонацию. Измеренная величина близка к разности между скоростями движения УВ и массового потока газа в ней и значительно превышает расчетную скорость нормального пламени, что указывает на турбулентный характер горения за УВ.

Распространение пламени относительно неподвижной (лабораторной) системы координат w_d определяется суммой массовой скорости u движения газовой смеси перед фронтом пламени (ФП) и скорости самого фронта горения w относительно этой смеси: $w_d = u + w$. Величина u включает в себя общую скорость газового потока в отсутствии химической реакции и дополнительную скорость смеси непосредственно перед фронтом пламени, движение которой обусловлено воздействием самого пламени на исходную смесь за счет расширения продуктов сгорания. Значение w определяется процессами передачи тепла от горячих продуктов горения к исходной смеси и их диффузии, которые, в свою очередь, зависят от состояния взрывчатого газа (давления p_0 , температуры T_0 , ...), степени турбулентности смеси и ее изотропности.

Теплопроводность и диффузия в «ламинарной» смеси определяют нормальную скорость пламени w_0 , а пульсационные составляющие u'_x , u'_y , u'_z (или u') совместно с w_0 характеризуют турбулентное движение пламени w_t ($w_0 < w_t < c_0$, где c_0 — скорость звука исходной смеси). В теории горения особая роль принадлежит максимальной скорости распространения пламени w_1 , которая не зависит от конкретных механизмов распространения пламени и протекания химической реакции в волне горения, а определяется лишь интегральным тепловыделением Q : $w_1 = c_0/M_0 = W_{0\max}$, где M_0 — число Маха детонационной волны для смеси с данным Q . В «турбулентной» смеси все скорости дефлаграционного горения — нормальная, турбулентная, максимальная, кроме Q — будут зависеть от степени исходной турбулентности. Следует подчеркнуть, что турбулизация газа может осуществляться как за счет внешнего воздействия, так и за счет автотурбулизации пламени из-за его неустойчивости в химически активной газовой смеси.

В эксперименте, как правило, фиксируется видимая скорость пламени w_d . Для корректной идентификации w необходимо дополнительно перед фронтом горения измерять массовую скорость газа и ее профиль, величины пульсационных скоростей турбулентного потока и закон их затухания, а также макропараметры (p , T) смеси, неточность которых заметно увеличивает ошибку определения w в силу функциональной зависимости последней от этих параметров.

Одновременное измерение перечисленных величин сопряжено с большими трудностями, и следует признать, что несмотря на многочис-

ленные теоретические и экспериментальные исследования, проблема определения истинного значения w до сих пор не решена. Со всей остротой эта проблема всплывает при численном моделировании перехода горения в детонацию (ПГД), когда описанные трудности усугубляются сильной нестационарностью процесса: видимая скорость пламени меняется от очень малой величины ($\sim \text{см/с}$) до нескольких километров в секунду.

Согласно современным представлениям, процесс ПГД можно разбить на несколько этапов (в исходном состоянии горючая смесь считается покоящейся).

На первом этапе после воспламенения наблюдается низкоскоростной режим ламинарного горения со скоростью, близкой к w_0 . Автотурбулизация фронта пламени и увеличение его поверхности приводят к интенсификации горения смеси. Продукты горения, действуя как расширяющийся поршень, формируют впереди фронта пламени серию волн сжатия, взаимодействие которых друг с другом приводит в итоге к возникновению головной ударной волны (УВ).

Второй этап — горение взрывчатой смеси в потоке за головной УВ, последующая поддержка УВ и ее ускорение от трансзвуковой скорости до такой, когда амплитуда УВ станет достаточной для возбуждения детонации. Следует отметить, что процесс ПГД осуществляется не путем плавного увеличения скорости головной УВ от звуковой c_0 до детонационной D_0 , а происходит при спонтанном возникновении в области между УВ и фронтом пламени нового мощного очага горения реакционной смеси. Такой очаг подобно микровзрыву создает вторичную УВ с короткой зоной индукции, которая при догоне головной УВ вызывает резкое увеличение ее скорости: $D > D_0$ — эффект пересжатия.

Третий этап — из пересжатой волны при ее затухании формируется самоподдерживающаяся детонационная волна с D_0 . В принципе установление детонации может происходить после нескольких последовательно происходящих таких микровспышек. В этом случае процесс ПГД подобен галопирующему режиму детонации.

Кроме w_d в процессе ПГД в очень широких пределах изменяются и другие параметры (p , T , u , u'), а также их производные по пространственным и временной координатам. К сожалению, исследования зависимостей $w(p_0)$, $w(T_0)$, $w(u')$ выполнены в гораздо более узких пределах, нежели это требуется в задаче о ПГД. Экстраполяция функциональных зависимостей на более широкую область параметров (повышенные p и T) газовой смеси с высокой степенью турбулизации ($u' \sim c$), типичной для ПГД, требует дополнительного экспериментального обоснования и построения в дальнейшем физически обоснованной математической модели этого явления и сопутствующих ему эффектов. Цель этой работы — попытка восполнить экспериментальные данные о скорости пламени при параметрах горючей смеси, типичных для процессов горения за интенсивными ударными волнами.

Одним из удобных объектов исследования для оценок w может служить квазистационарный режим горения за УВ, имеющий видимую скорость пламени $w_d \approx 0,5D_0$. Такой режим фиксируется в длинных каналах малого сечения при давлении взрывчатой смеси, близком к граничному, при котором в данном канале наблюдается распространение ДВ в галопирующем режиме [1]. Если в квазистационарной зоне между головной УВ и фронтом горения возбуждается дополнительно новый очаг пламени, то по направлению к УВ для границы расширяющегося очага пламени $w_d = u + w$, а по направлению к фронту пламени $w_d = u - w$, где u — скорость потока, в котором возник очаг горения, а w — скорость расширения очага относительно этого потока, т. е., по существу, истинная скорость пламени для условий за УВ. Фоторазвертка такого процесса позволяет по известной линейной скорости перемещения пленки на вращающемся барабане фоторегистратора v , коэффициенту уменьшения оптической системы k и углам на-

клона границ расширяющегося очага пламени α и β определить независимо величины u и w из очевидной системы уравнений:

$$u + w = kv \operatorname{tg} \alpha, \quad u - w = kv \operatorname{tg} \beta, \quad (1)$$

откуда

$$u = 0,5kv(\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta), \quad w = 0,5kv(\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \beta). \quad (2)$$

Следует указать несколько причин, снижающих достоверность трактовки w как истинной скорости пламени относительно газа за УВ при предложенном выше способе ее определения:

1) массовая скорость газовой смеси u вдоль зоны от УВ до фронта пламени — аналог зоны индукции для стационарной волны, несмотря на квазистационарность распространения исследуемого процесса может не быть постоянной, а иметь определенный профиль. Тогда под u следует понимать усредненную по длине этой зоны величину и точность w будет зависеть от градиента u вдоль зоны индукции;

2) при постоянной u переменными могут быть давление и температура газа в зоне индукции. Поскольку w зависит от этих величин, то их профили будут вносить определенную ошибку в измеренную скорость w ;

3) отсутствие данных о пульсационной скорости газа за ударным фронтом и о законе ее затухания для рассматриваемого процесса не позволяет трактовать измеренную w как характеризующую чисто ламинарное горение. Если же отнести w к турбулентному горению, то неопределенным остается вопрос о ламинарной скорости горения при этих параметрах из-за неопределенности пульсационных компонент;

4) интенсивность очага воспламенения должна быть как можно меньшей, чтобы снизить возмущающее воздействие очага на окружающий газ. Такое же условие для амплитуды возмущения выдвигается при определении скорости звука: достоверность измеряемой величины возрастает при уменьшении амплитуды возмущения.

Эксперименты по измерению скорости пламени по описанной выше методике выполнены на смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2$ в канале прямоугольного сечения 4×4 длиной 600 мм. Уменьшая начальное давление смеси p_0 , можно достигнуть такого значения p^0 , когда возбужденная мощным источником ДВ уже не может распространяться в самоподдерживающемся режиме по всей длине канала. При определенных условиях режим детонации с $D \approx D_0$ трансформируется в квазистационарный $D \sim \sim 0,5D_0$. Фоторазвертки самосвечения этого процесса подтверждают его квазистационарность на длине ~ 150 калибров. Интересная интерпретация квазистационарности такого режима предложена в [2] на основе гипотезы [3] о роли пограничного слоя и его воздействии на ударную волну, распространяющуюся по инертному газу в трубе постоянного сечения.

Если энергию инициатора сделать много меньше критической энергии прямого иницирования детонации, то вдоль канала фиксируются последовательно разгон пламени и выход на квазистационарный режим, подобный наблюдаемому при переходе от детонации. Дальнейшее поведение процесса в зависимости от начального давления носит неадекватный характер.

Вблизи нижней границы (по давлению) наблюдается переход от квазистационарного к монотонно затухающему режиму распространения. Более тщательное варьирование p_0 позволяет даже управлять уровнем затухания. При более высоких p_0 в зоне между УВ и фронтом горения квазистационарного режима спонтанно возникает очаг воспламенения. В зависимости от его объема (интенсивности) и p_0 наблюдаются следующие явления: а) догон УВ и формирование самоподдерживающейся детонации — классическая схема перехода горения в детонацию; б) догон УВ, формирование квазистационарной детонации на некотором участке и ее последующее затухание; в) догон УВ ее успешное без ПГД и последующее монотонное затухание УВ. Следует

особо отметить, что в случаях б и в уже во вторично затухающей волне может вновь возникать очаг воспламенения в зоне индукции, приводящей в дальнейшем к процессам, аналогичным а, б, в.

Если исключить из рассмотрения режимы восстановления детонации после первичного или последующего возникновения очага воспламенения (а), то случаи б и в при циклически возникающих очагах воспламенения по сути соответствуют квазистационарным режимам распространения волны, качественно тождественным галолирующей детонации. Единственным отличием является уровень усредненной по периоду отдельной пульсации скорости такого процесса: в данном случае средняя скорость примерно в 1,5 раза ниже скорости галолирующей детонации [4].



На основе изложенного выше для определения скорости пламени w были выбраны те фоторазвертки, в которых на длине канала фиксировалось возникновение лишь единичного очага воспламенения и последующий режим типа в. Одна из таких фотографий представлена на рисунке.

Очаг воспламенения фиксируется на расстоянии $\Delta x \approx 2h$ впереди фронта пламени. Измерения траектории расширения очага с использованием соотношений (2) дают $u = 835 \pm 25$ м/с и $w = 230 \pm 25$ м/с. Квазистационарная видимая скорость фронта пламени, а вместе с ней и скорость всего газодинамического комплекса из головной УВ, зон индукции и химической реакции при этом равна 1120 ± 100 м/с. За плоской УВ с такой D расчетная массовая скорость газа составляет 900 ± 100 м/с. Экспериментальная величина $u = 835$ м/с несколько занижена по сравнению с расчетной, вероятно, из-за непостоянства скорости газа вдоль зоны индукции.

Переход от разверток типа в к а наблюдается при несколько больших амплитудах УВ. Обработка подобных снимков показывает, что при скоростях квазистационарного процесса $\sim 0,5D_0$ отношение экспериментальных значений $u/(u+w) \approx 0,77$, при этом величина u близка к расчетной при данной скорости волны: $u/D = 0,7 \div 0,8$. Величина w в подобных экспериментах фиксируется большей, причем в отдельных случаях превышение достигает ~ 100 м/с, т. е. $w \sim 300$ м/с. К таким значениям следует относиться осторожно из-за возможного ударно-волнового или взрывного воздействия на расширение очага воспламенения.

Оценка скорости нормального горения w_0 для начального состояния, соответствующего параметрам газа за УВ ($D \approx 1120$ м/с, $\pi = p/p_0 \approx 13,4$, $\Theta = T/T_0 \approx 2,6$) через значение w_0 для нормального состояния ($p_{00} = 1,0$ атм, $t_{00} = 25^\circ\text{C}$, $w_0 \approx 15,4$ м/с для смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [5]), может быть получена экстраполяцией экспериментальных зависимостей $w_p = w_0(p/p_{00})^{n/2}$ и $w_\tau = w_0(T/T_{00})^2$ на параметры за УВ. Расчет для $n=2$ дает $w_n \approx 25$ м/с ($P \approx 0,25p_{00}$), максимальная оценка ($n=0$) — $w_0 \approx 100$ м/с. Более высокая экспериментальная величина ($w \approx 235$ м/с $> w_0$) указывает на турбулентный характер горения за УВ.

Отметим, что очаг воспламенения возникает в различных точках зоны индукции, однако удаление от фронта пламени в различных опытах не превышало ~ 2 калибров. Это значение может служить оценкой протяженности зоны сжатия в такой волне. Исключая интенсивные очаги воспламенения и беря за основу лишь данные типа в, получаем, что скорость пламени относительно частиц перед его фронтом, массовая скорость этих частиц u и скорость волны D с определенной точностью удовлетворяют соотношению

$$w \approx D - u. \quad (3)$$

Физически это означает, что пламя относительно лабораторной систе-

мы ($w + u$) движется, как и волна, что в определенном смысле является условием квазистационарности комплекса УВ + зона горения в целом. Строго говоря, такой комплекс неустойчив для большинства исследованных взрывчатых смесей и, следовательно, рано или поздно его квазистационарность должна нарушиться и привести либо к затуханию волны, либо к переходу в детонацию.

В рамках классической теории D_0 относительно исходной смеси удовлетворяет уравнению

$$D_0 = u_* + c_*, \quad (4)$$

где u_* и c_* — массовая и звуковая скорости продуктов детонации после завершения химической реакции. Вместе с тем из условия стационарности ДВ в рамках двухфронтной модели с плоскими ударным фронтом горения и фронтом горения можно утверждать, что видимая скорость пламени равна скорости детонации и, следовательно, скорость пламени относительно движущегося в зоне индукции газа определяется соотношением

$$w = D_0 - u < c,$$

совпадающим по смыслу с экспериментально установленным (см. (3)) для режимов с $D \simeq 0,5D_0$. При этом сама w — это максимальная скорость горения по отношению к состоянию газа за УВ. Действительно, прямая Михельсона из начального состояния (p_0, v_0) , касающаяся адиабаты с тепловыделением, характеризует ДВ, а эта же прямая из состояния за УВ, распространяющейся с D_0 , характеризует максимальную скорость горения w_1 относительно движущейся смеси.

Все изложенное выше позволяет в качестве оценки скорости пламени при горении смеси за УВ рекомендовать величину разности между скоростью ударной волны D и массовой скоростью газа u за такой волной. Для ударных волн с $D \simeq 0,5D_0$ подобная оценка имеет неплохое экспериментальное подтверждение на смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$. Дополнительные исследования на других взрывчатых смесях и других квазистационарных режимах позволят уточнить предлагаемую оценку и ее соответствие максимальной дефлаграционной скорости горения смеси относительно состояния за ударной волной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А. О геометрических пределах распространения газовой детонации // ФГВ.— 1982.— 18, № 2.— С. 132—136.
2. Manzhalei V. I. Gaseous detonation in capillaries // Abstracts of 13th ICDERS.— Japan, 1991.
3. Майрле Г. Затухание в ударной трубе, обусловленное действием неустановившегося пограничного слоя // Ударные трубы.— М.: ИЛ, 1962.
4. Ульяницкий В. Ю. Исследование галопирующего режима газовой детонации // ФГВ.— 1981.— 17, № 1.— С. 118—124.
5. Розловский А. И. Научные основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами.— М.: Химия, 1972.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 25/VI 1991,
после доработки — 29/I 1992