

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 5, 3.
2. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
3. М. Е. Топчийн. Докт. дис. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1974.
4. С. Ламбарайс, Л. Комбс. Детонация и двухфазное течение. М., «Мир», 1966.
5. O. G. Engel. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1958, 60, 3.
6. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 2.
7. A. A. Ranger. Astronautica Acta, 1972, 17, 4—5.
8. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко. МЖГ, 1971, 3.
9. W. R. Lane. Ind. Eng. Chem., 1951, 43, 6.
10. B. D. Fishburn. Astronautica Acta, 1974, 1, 9—10.
11. E. K. Dabora, R. W. Ragland. J. A. Nicholls. 12-th Symposium (Internat.) on Combustion, Poitiers, 1968.
12. Б. М. Беленький, Г. А. Евсеев. МЖГ, 1974, 2.

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСИ ГОРЮЧЕЕ — ГАЗООБРАЗНЫЙ ОКИСЛИТЕЛЬ

С. А. Губин, А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов

(Москва)

Экспериментальными исследованиями гетерогенной детонации показана существенная зависимость от размера капли скорости детонации в системах горючее — газообразный окислитель [1—4]. Если в системах с каплями размером до 10 мкм скорость детонации D близка к скорости газовой детонации, то при размере капель около 1 мм D в 1,5—2 раза меньше ее. Существует ряд особенностей поведения детонационных волн в капельных взвесах, которые нельзя объяснить в рамках аналогии с газовой детонацией. Еще не разработано удовлетворительной модели для расчета скорости детонации в системе с крупными каплями. Попытка объяснить снижение D за счет увеличения теплотерь из зоны реакции, длина которой определена временем дробления капель, требует задания неоправданно большого времени дробления, в 2—3 раза превышающего экспериментальное значение [3].

Обоснование модели

Попытаемся из анализа сведений о дроблении капель за ударными волнами, испарении жидкого топлива и воспламенении образующейся топливно-воздушной смеси сформулировать качественные особенности процесса, которые должны быть положены в основу расчетной модели. Структура зоны реакции при детонации во взвеси¹ определяется, в отличие от газовой детонации, не только временем химической реакции (временем индукции), но и временами дробления, испарения топлива и смещения. Сложное взаимодействие этих процессов может в результате привести либо к однозонному, либо к двухзонному тепловыделению. Последнее состоит из первичной положительной фазы, фазы поглощения тепла и, наконец, вторичной фазы медленного тепловыделения. Волна с однозонным тепловыделением в принципиальных чертах не должна отличаться от газовой, т. е. ее скорость должна соответствовать теплу, которое выделяется в этой зоне (за вычетом, естественно, теплотерь, если протяженность зоны значительна). Однозонность тепловыделения

¹ Здесь рассматривается только одномерная волна, являющаяся аналогом классической модели газовой детонации.

в двухфазной детонации соответствует случаю, когда период индукции реакции превышает время дробления и перемешивания или одного порядка с ними. В этом случае вся имеющаяся в системе энергия выделяется в узкой пространственной зоне, и поведение волны (в том числе предел детонации) определяется, как в газовой детонации, временем химической реакции (с его чувствительностью к изменению параметров газа) и теплотерями из зоны реакции.

Случай двухзонного тепловыделения для капельной взвеси может реализоваться при воспламенении образующейся в следе капли смеси на ранних стадиях дробления. Известно, что на этих стадиях основная масса жидкости срывается в виде мелких капель с деформированной капли [2—6], последние достаточно быстро испаряются. По достижении критической деформации первоначальная капля разваливается на множество вторичных по всему сечению. При этом расчеты, основанные на экспериментально определенных размерах облака вторичных капель в следе за первичной, показывают, что распределение топлива за детонационной волной в капельной взвеси крайне неоднородно. Пространство между каплями почти целиком состоит из газообразного окислителя. В сравнительно узкой области следа за каплями смесь сильно переобогащена топливом. Если воспламенение произойдет раньше, чем вторичные капли успеют перемешаться с большим количеством окислителя и частично испариться, воспламенение должно произойти в основном только по периферии следа за каплей. В эту зону подмешивается нагретый ударной волной окислитель (т. е. температура и концентрация кислорода самые высокие, а значит и самые короткие задержки воспламенения). На начальной стадии дробления топливо попадает только в эту область. И, кроме того, даже при протекании окисления топлива внутри следа на стадиях развала капли выделяющаяся энергия в значительной части будет затрачиваться на испарение капель.

Воспламенение топлива по периферии следа приведет к экранированию продуктами реакции внутренней части следа от поступления дополнительного окислителя, а также к уменьшению градиентов аэродинамических сил, приводящих к деформации и дроблению, т. е. к замедлению окисления и массообмена. Испарение топлива внутри следа без его сгорания, в свою очередь, будет способствовать выравниванию скоростей газовых потоков, т. е. к уменьшению скорости перемешивания и окисления.

Таким образом, зона тепловыделения должна в этом случае состоять из двух частей: быстрого воспламенения смеси в области периферии следа, затем испарения топлива внутри следа и, наконец, медленного выгорания испаренного топлива по мере перемешивания с окислителем. Общий анализ детонационных волн с немоной скоростью выделения тепла [7] показывает, что при характерных временах теплоотвода, меньших или сравнимых с временами тепловыделения на второй стадии, детонационная волна будет распространяться со скоростью, соответствующей энергии первой быстрой фазы тепловыделения, т. е. плоскость Чепмена — Жуге находится сразу после окончания первой фазы.

Безусловно, качественные рассуждения, приведенные выше, трудно перевести на язык количественной модели, поскольку при неоднородном распределении горючего лишаются смысла такие понятия, как усредненные температуры и задержки воспламенения. В случае однозонного тепловыделения можно ожидать более или менее однородного перемешивания топлива и окислителя (тем более, что этот случай реализуется только для очень мелких капель, когда уже исходная взвесь обеспечивает высокую однородность состава смеси). При двухзонном тепловыделении основная экзотермическая стадия протекает в месте интенсивного перемешивания окислителя и горючего (на периферии следа). В

связи с этим было бы разумным предположить, что воспламенение происходит где-то в области стехиометрического состава смеси и температуры, близкой к усредненной.

Ниже рассматривается модель детонационной волны во взвесах капель, основой которой является предположение о том, что плоскость Чепмена — Жуге устанавливается в месте окончания задержки воспламенения, т. е. на поддержание волны идет только энергия, заключенная в массе быстроиспаряющихся мелких вторичных капель, накопленных к моменту окончания времени индукции реакции. Оставшаяся же часть жидкости сгорает значительно медленнее и фактически изменяет только профиль волны разрежения. Для анализа качественных выводов, следующих из модели, определим области существования детонации в плоскости начальный размер капель — число Маха волны. Область существования нормальных (соответствующих полному тепловыделению) режимов определяется неравенством

$$5d_0/u \cdot \sqrt{\rho_f/\rho_r} < t_i = Be^{E/RT},$$

где слева стоит полное время дробления капли, справа — время индукции реакции. Здесь d_0 — размер исходных капель, u — скорость газа за волной, ρ_f — плотность жидкости, ρ_r — плотность газа, T — температура газа.

Необходимо еще использовать условие предела детонации. К сожалению, строго разработанной теории пределов нет, поэтому можно воспользоваться только грубыми оценками, которые предложены, например, в [8, 9]:

$$\pi a > t_i \omega,$$

где a — диаметр трубы; $\omega = (0,5-0,6)D$ — средняя скорость капель относительно фронта; D — скорость детонации.

На рис. 1 показаны области, в которых возможны нормальные (I) и низкоскоростные (II) волны. Линии 1—3 означают нижние предельные значения числа Маха для диаметра трубы 100, 20 и 4 мм соответственно. При расчете использованы следующие величины: $B=10^{-10} \text{ с}^{-1}$, $E=40 \text{ ккал/моль}$, $\gamma=1,35$, скорость звука $c_0=300 \text{ м/с}$, $\rho_r^0/\rho_f=10^{-3}$.

Как видно из рис. 1, детонация с нормальной скоростью наиболее вероятна во взвесах с мелкими каплями. Скорость волны справа от граничной кривой будет зависеть не только от энергии, выделяющейся на первой стадии, но и в какой-то мере от скорости теплоотвода и характеристик волны разрежения. Это связано с тем, что в реальных волнах течение за плоскостью Чепмена — Жуге с экзотермической реакцией в принципе может оказывать влияние на характеристики волны по прошествии определенного времени после инициирования детонации. Кроме того, само положение этой плоскости в реальной волне наблюдается

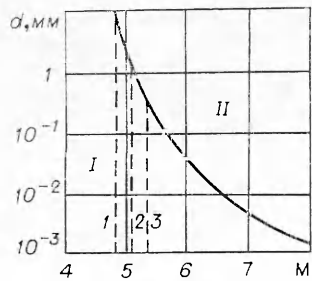


Рис. 1.

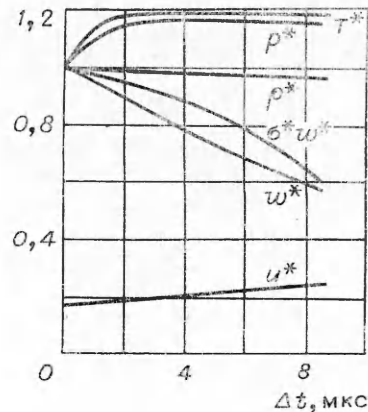


Рис. 2.

не точно в точке окончания периода индукции, а где-то вблизи нее (причем положение плоскости Чепмена — Жуге будет определяться характером течения, в том числе и за точкой окончания периода индукции).

О справедливости гипотезы о недогорании горючего в зоне реакции при детонации двухфазной смеси свидетельствуют наблюдаемые экспериментально низкие скорости детонации, а также записи изменения давления по длине зоны [3]. Из анализа полученных в [3, 5] результатов следует вывод о том, что волна разрежения отстает от фронта детонации на время, меньшее времени полного дробления и выгорания капель. Так, согласно [3], спад давления начинается через 100 мкс, а время полного дробления капель размером $d_0 = 2,6$ мм составляет 250—300 мкс.

Постановка задачи. В настоящей работе предпринята попытка распространения модели Зельдовича — Неймана — Деринга на двухфазные системы с целью нахождения методики расчета скорости гетерогенной детонации с учетом недогорания жидкости в зоне реакции. Как и в работах [5, 6], рассмотрим движение детонационной волны со скоростью $D = u_0$ по смеси газа с давлением p_0 , плотностью ρ_0^0 и температурой T_0 , с каплями размером d_0 и концентрацией $\sigma = 0,166\pi d_0^3 \rho_f n$. Здесь ρ_f и n — плотность жидкости и число капель в единице объема. Перед волной все параметры имеют индекс 0, на фронте волны — индекс 1, а в любой точке зоны за волной — без индекса. Задача решается в системе покоящегося фронта волны.

Вводятся новые предположения по сравнению со случаями, рассмотренными в [6]. Продолжительность подготовительных процессов в зоне реакции определяется задержкой воспламенения $\Delta t = t_i$. Масса частиц, сорванных с исходной капли за время Δt , испаряется и реагирует с окислителем спустя время t_i после начала обтекания капли газовым потоком. Положение плоскости Чепмена — Жуге отождествляется с местом воспламенения распыленного горючего. Если $t_i > t_b$, где t_b — время полного разрушения капли, то модель совпадает с моделью газовой детонации. Если же $t_i < t_b$, то в момент воспламенения масса исходной капли еще полностью не перешла во взвесь микрокапель размером $d < 10$ мкм в несущем потоке окислителя.

Использование традиционной модели детонации с непрерывной зоной реакции в капельных взвешах оправдано при условии, когда волны сжатия, возникающие при воспламенении смеси около отдельных капель, следуют друг за другом на расстоянии меньшем, чем расстояние между фронтом ударной волны и фронтом воспламенения. В этом случае ведущая детонацию ударная волна не будет заметно пульсировать, и, кроме того, будет устанавливать поток, близкий к однородному. Размер зоны индукции должен быть больше расстояния между каплями, иначе пришлось бы рассматривать модель детонации с сосредоточенным в отдельных точках выделением энергии. Расстояние между каплями

$$l_0 \approx 0,8 \sqrt[3]{\rho_f / \sigma_0} d_0.$$

Размер зоны индукции

$$\Delta y \approx 0,5 t_i u_0.$$

Раскрывая неравенство $\Delta y > l_0$, найдем соотношение между концентрацией жидкости и диаметром капли, при которых фронт волны не будет периодически ослабляться волнами разрежения,

$$\sigma_0 > 3 (u_0 t_i)^{-3} \rho_f d_0^3 = \sigma_0^*.$$

Если учесть, что t_i всегда должна быть больше времени, соответствующей

шего появлению заметного числа вторичных капель ($\sim 1,5d_0/u_1 \cdot \sqrt{\rho_l/\rho_{r1}}$), то можно показать, что предельное значение $\sigma_0^* \leq 5 \cdot 10^{-2}$ кг/м³. Обычно в экспериментах $\sigma_0 > 0,1$ кг/м³, поэтому для большинства случаев условие $\Delta y > t_0$ выполняется.

Основные соотношения. В работах [5, 6] приведены основные соотношения, используемые для расчета параметров течения при гетерогенной детонации. Ниже приводятся лишь новые соотношения, характеризующие процесс дробления и движения разрушающейся капли жидкости. Закон убыли массы капель задается в форме [10, 11]

$$\bar{\sigma}\bar{w} = 0,5(1 - \cos \pi \bar{t}).$$

Здесь $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_0$, $\bar{w} = w/u_0$, $\bar{t} = t/t_2$, $t_2 = 5d_0/u_1 \sqrt{\rho_l/\rho_{r1}}$. Уравнение движения капли задается в виде [10]

$$\bar{w} = 1 - 0,75c_D \bar{t},$$

причем $c_D \approx 2$, а $\bar{t}_{\max} = 0,66$ выбирается при расчете из условия равенства скорости газа и капель, u_1 — скорость газа за волной в лабораторной системе координат, w — скорость капли относительно фронта.

Решение уравнений сохранения массы, импульса, энергии, числа частиц, движения, массовыделения и состояния газа позволяет определить изменение величин \bar{w} и $(1 - \bar{\sigma}\bar{w})$ по длине зоны реакции. Для любого произвольного значения скорости u_0 рассчитываются параметры $1 - \bar{\sigma}\bar{w}$ и \bar{w} до момента времени t_i . Величина t_i определяется одновременно на основании выражения для времени задержки воспламенения [12]

$$t_i = 10^{-10} \exp[40000/RT] \text{ с},$$

где R — газовая постоянная. По параметрам $1 - \bar{\sigma}\bar{w}$ и \bar{w} в точке Чепмена — Жуге, т. е. при $t = t_i$, рассчитывается значение скорости:

$$u = \{2\sigma_0\rho_0^{-1} [(1 - \bar{\sigma}\bar{w}T) cT_0 + Q(1 - \bar{\sigma}\bar{w})]^{0,5} \{\gamma^2(\gamma^2 - 1)^{-1} C^2 B^{-1} - [1 + (\sigma_0/\rho_r^0)(1 - \bar{\sigma}\bar{w}^3)]\}^{-0,5}.$$

Здесь $B = 1 + (\sigma_0/\rho_r^0)(1 - \bar{\sigma}\bar{w})$, $C = 1 + (\sigma_0/\rho_r^0)(1 - \bar{\sigma}\bar{w}^2)$. Если определенное по формуле значение $u' \neq u_0$, расчет повторяется уже для скорости волны u' , и определяются новые значения $(1 - \bar{\sigma}\bar{w})'$ и \bar{w}' в момент времени t_i' и так далее до тех пор, пока при некотором $u^{(i-1)}$ получаются $\bar{w}^{(i)}$ и $(1 - \bar{\sigma}\bar{w})^{(i)}$, подстановка которых в выражение для u дает $u^{(i)} \approx u^{(i-1)}$. Задержка воспламенения t_i при переменной температуре газа в зоне реакции рассчитывается по методике, описанной в [9]:

$$\sum_1^k \frac{\Delta x_i}{u_i t_{bi}} = 1.$$

Здесь задержка воспламенения t_{bi} рассчитана по средней температуре на i -м шаге Δx_i .

Результаты и их обсуждение

Задача определения скорости детонации решена на ЭЦВМ «Мир-2» для системы капли керосин — газообразный кислород. Термодинамический расчет дает скорость детонации при стехиометрическом составе ($\sigma_0/\rho_r^0 = 0,28$), $p_0 = 1$ бар, $T = 293$ К, $u_0 = 2500$ м/с [3]. Расчеты проведены для моодисперсных смесей с каплями размером $3 \cdot 10^{-2} < d_0 < 2,3$ мм. Критерием окончания расчета служило отличие заданной $u^{(i-1)}$ и расчетной скорости детонации $u^{(i)}$ на величину $0,01u^{(i-1)}$.

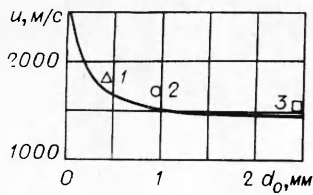


Рис. 3.

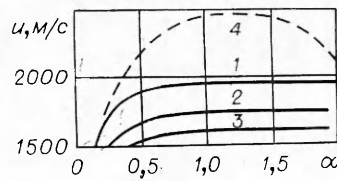


Рис. 4.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета параметров двухфазного потока в зоне реакции. По оси ординат отложены безразмерные параметры двухфазного течения $p/p_1 = p^*$, $\rho/\rho_1 = \rho^*$, T/T_1 , u/u_0 , ω/ω_0 , $\sigma\omega/\sigma_0\omega_0$, а по оси абсцисс — время. Скорость детонации для представленного случая $D=1760$ м/с, размер капель $d_0=0,5$ мм, $\sigma_0=0,3$ кг/м³, $p_0=1$ бар, $T_0=293$ К. Изменение величины $\sigma\omega/\sigma_0\omega_0$ показывает, что капли разрушаются в зоне реакции лишь на 35% и ускоряются только до 0,4 от скорости волны.

На рис. 3 показана зависимость скорости детонации в керосино-кислородной смеси от размера капель при стехиометрическом составе ($\alpha_0=1$). Расчет показывает снижение скорости детонации при увеличении размера капель от 10 до 100 мкм. При дальнейшем росте размера капель скорость детонации убывает незначительно. Точки 1, 2, 3 (d_0 соответственно равно 190, 900 и 2600 мкм) взяты по данным работ [4, 5].

Из расчета следует что с ростом начальной концентрации горючего к моменту воспламенения наблюдается снижение степени разрушения капель. Так, при концентрации капель ($d_0=0,1$ мм), составляющей 0,1 кг/м³ (избыток окислителя), начальный размер капель убывает в зоне реакции на 70%. При концентрации горючего 0,75 кг/м³ (избыток горючего) размер капель убывает лишь на 12%. Скорость детонации для анализируемых случаев соответственно равна 1800 и 1860 м/с, т. е. отличается меньше, чем на 4%. Обнаруженное обстоятельство связано с тем, что при повышенной концентрации частиц в зоне реакции наблюдается больший подъем температуры за счет торможения газового потока. Рост температуры сопровождается снижением задержки воспламенения, которое, в свою очередь, приводит к сокращению массы горючего, воспламеняющегося в момент t_i . Предложенная модель позволяет найти зависимость скорости двухфазной детонации от состава смеси или от разбавления смеси инертным газом.

В соответствии с представленной моделью скорость детонации определяется в основном количеством раздробленной жидкости к моменту t_i . Поэтому скорость двухфазной детонации в широком диапазоне изменения начального состава не зависит от количества жидкости в системе. Кривые 1, 2, 3 на рис. 4 получены для $d_0=290, 900$ и 2600 мкм. Кривая 4 для газа взята из [3]. При обогащении смеси горючим начинается взаимодействие соседних капель. По данным [9], взаимное влияние капель отмечается при расстоянии между каплями $l_0 < 10d_0$ ($1/\alpha_0=3,2$).

При обеднении смеси жидкостью скорость детонации начинает убывать из-за накопления в зоне реакции значительного количества не участвующего в реакции газообразного окислителя [6] и возрастания дискретного распределения источников энергии и связанных с этим потерь энергии на излучение волн сжатия в продукты детонации. Аналогичное изменение скорости детонации наблюдается при $\alpha_0 = \text{const}$ и разбавлении смеси инертным

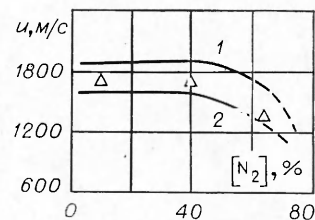


Рис. 5.

газом (рис. 5). Кривые 1 и 2 построены для систем с каплями $d_0=0,1$ и 1 мм при $\alpha_0=1$. Экспериментальные точки взяты из работы [5]. По мере разбавления исходной смеси азотом убывает доля горючего, которая способна прореагировать с кислородом.

Как уже отмечалось, снижение концентрации жидкости ведет к меньшему подъему температуры в релаксационной зоне, а следовательно, к увеличению задержки воспламенения. Рост задержки означает увеличение степени разрушения капель к моменту воспламенения. Поэтому в некотором диапазоне концентраций смесей керосин — кислород — азот количество горючего, накопленного к моменту воспламенения, оказывается практически постоянным ($\sigma \approx 0,1$ кг/м³ при $t=t_i$ в диапазоне изменения концентрации N₂ от 0 до 60%), что и определяет постоянство скорости детонации. При разбавлении смеси азотом более чем на 60% уменьшение количества горючего уже не компенсируется увеличением степени дробления капель перед воспламенением, и скорость детонации уменьшается.

Отметим значительное удлинение зоны реакции при разбавлении смеси азотом. В системе керосин ($d_0=1$ мм) — 70% N₂ — 30% O₂ ширина зоны реакции составляет 45 мм, что в 20 раз больше, чем в системе керосин — кислород. Удлинение зоны реакции также способствует снижению скорости детонации из-за возрастающих теплотерь в стены трубы.

Таким образом, на основе модели детонационной волны, в которой положение плоскости Чепмена — Жуге совмещено с областью воспламенения облака вторичных капель после дробления, удается описать некоторые важные особенности гетерогенной детонации, связанные с изменением размера капель и разбавлением смеси инертным газом. Представленная модель позволяет понять причины большей устойчивости двухфазной детонации по сравнению с газовой в области значительного недогорания топлива. При любом снижении скорости детонации возрастает задержка воспламенения, что приводит к увеличению количества подготовленной к сгоранию смеси за фронтом волны. Последнее способствует ускорению переднего фронта волны в связи с возрастанием вовлекаемого в реакцию количества горючей жидкости.

*Поступила в редакцию 27/XII 1976,
после доработки — 3/III 1977*

ЛИТЕРАТУРА

1. F. B. Cramer. 9-th Symposium (Intern.) on Combustion. Acad. Press, 1963. 482.
2. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. Astr. Acta, 1966, 12, 1, 9.
3. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
4. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. 12-th Symposium (Internat.) on Combustion. Combustion Institute, 1969, 19.
5. T. H. Pierce. Experimental and theoretical study of structure of two-phase detonation, Ph. Doctor Th., 1972, Michigan Univ.
6. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 10, 3, 374.
7. М. М. Кузнецов. Докт. дис. ИХФ АН СССР, М., 1967.
8. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Физматгиз, 1963.
9. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 909.
10. E. K. Dabora, G. E. Fox. Astr. Acta, 1972, 17, 4, 669.
11. W. G. Reinecke, G. D. Waldman. AIAA paper. 1975, 145.
12. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., Физматгиз, 1966.