

оставляемые на поверхности металлической оболочки, и неоднородности свечения фронта получены в работах [11, 12]. Однако ни в одной из них они не носят упорядоченного спинового характера. Описаны спиновые и пульсирующие явления при детонации пористых малоплотных зарядов, смесей аммиачной селитры с дизельным топливом и смесевых ВВ с добавками воды или твердых инертных компонентов [13—15], но, как нам представляется, механизм их получения существенно отличен от рассмотренного в данной работе.

Опыты с нитрометаном показали, что механизм возникновения неустойчивости детонационного фронта для твердых и жидких ВВ примерно одинаков и что в случае жидких ВВ наряду с пульсациями фронта наблюдаются спиновые детонационные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козак Г. Д., Кондратьев В. В., Кондриков Б. П. и др. // Первый Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 1, ч. 2.
2. Орлова Е. Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ.— Л.: Химия, 1973.
3. Кондриков Б. Н., Сумин А. И. ФГВ, 1987, 23, 1, 117.
4. Дремин А. Н. Докл. АН СССР, 1962, 142, 4, 820.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
6. Дремин А. Н., Трофимов В. С. ПМТФ, 1964, 1, 126.
7. Кондриков Б. Н., Райкова В. М., Самсонов Б. С. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
8. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
9. Enig J. W., Petron F. J. // Proc. Vth Symp. (Intern.) on Detonation.— Arlington, Virginia, 1970.
10. Дремин А. Н., Нелин В. М., Трофимов В. С. ФГВ, 1977, 13, 5, 746.
11. Dunn V. V. Science, 1970, 167, 3921, 1124.
12. Howe P., Frey R., Melani G. Comb. Sci. Techn., 1976, 14, 63.
13. Даниленко В. А., Афанасенков А. Н. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 1, 35.
14. Даниленко В. А., Кудинов В. М. ФГВ, 1980, 16, 5, 56.
15. Даниленко В. А., Кудинов В. М. ФГВ, 1983, 19, 2, 101.

Поступила в редакцию 1/Х 1987,
после доработки — 5/IV 1988

УДК 534.222.2

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ МНОГОСТАДИЙНОМ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ

Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, С. А. Цыганов
(Москва)

Основы теории детонации в двигателях заложены в [1, 2]. Стук в двигателе внутреннего сгорания (ДВС) в [1, 2] рассматривался как следствие образования ударных (УВ) и детонационных (ДВ) волн в конечных локальных объемах топливовоздушного заряда. При этом решающая роль отводится процессу низкотемпературного многостадийного самовоспламенения. Согласно [2], при быстром сгорании вещества на границах объема образуется резкий перепад давления и создается УВ — необходимый элемент детонационного взрыва в двигателе. Высокотемпературное одностадийное самовоспламенение носит точечный характер, что ограничивает его роль в образовании УВ в обычных условиях сгорания.

В [3] предложен другой механизм образования детонации в локальном объеме взрывчатой смеси. Рассмотрев задачу об одностадийном самовоспламенении вещества при наличии градиента температуры, ав-

торы [3] указали, что вследствие неравномерного термического расширения в объеме могут зародиться УВ и ДВ. Дальнейшее развитие предложенный в [3] механизм получил в [4—7]. В отличие от [3—6], в [7] в системе нет начальных градиентов периода индукции самовоспламенения. Такие градиенты появляются в результате изменения граничных условий, например вследствие движения поршня. Полученные результаты в [7] полезны для качественной иллюстрации явления стука в поршневом двигателе. В [6] изучалось влияние легковоспламеняющейся добавки на развитие процесса и тем самым моделировались эффекты, вызываемые промотирующими присадками к топливу. Таким же образом можно смоделировать и многостадийное самовоспламенение как последовательное самовоспламенение различных составов многокомпонентной взрывчатой смеси, осуществляемое по определенным кинетическим закономерностям. В этом случае по [2] можно ожидать появления протяженных областей самовоспламенения в низкотемпературных условиях, более характерных для реальных двигателей. С учетом гипотез и расчетов [4—7] проведено дальнейшее исследование механизма самопроизвольного возбуждения ударных и детонационных волн при многостадийном самовоспламенении локального объема ВВ.

Многостадийное самовоспламенение

Для ряда углеводородных горючих разделяют два кинетических типа самовоспламенения [2]: высоко- или низкотемпературное. Для процесса первого типа характерны высокие энергии активации, соответствующие разрыву прочных внутримолекулярных связей с образованием активных начальных центров реакции. В результате самоускорения цепной реакции, возникающей от таких центров, скорость тепловыделения может превысить скорость теплоотвода. В системе наступит прогрессирующее возрастание температуры и соответственно тепловое самоускорение реакции, завершающееся взрывом. Процесс высокотемпературного самовоспламенения одностадийный и в силу высоких значений энергии активации обычно наблюдается как воспламенение от «горячей точки».

Низкотемпературное самовоспламенение многостадийно [2]. В начале предпламенных процессов углеводородные молекулы автоокисляются с образованием перекисей. Накопление последних идет до тех пор, пока их концентрация не превысит некоторое критическое значение, после чего происходит их взрывное разложение с образованием холодного пламени. Энергия, выделяемая в холодном пламени, составляет 5—10 % от теплоты сгорания топлива с соответственно незначительным повышением температуры. В активных продуктах холодного пламени идет дальнейшее окисление смеси и, наконец, индуцируется цепочно-тепловой или горячий взрыв, в результате которого промежуточные соединения превращаются в конечные продукты сгорания. Горячий взрыв отличается от высокотемпературного воспламенения тем, что воспламеняется не исходная смесь, а продукты ее частичного превращения. Внешне такой процесс воспринимается как объемное самовоспламенение части заряда. Диаграмма многостадийного взрыва схематически показана на рис. 1. Периоды индукции t_1 и t_2 характеризуют времена задержки холодного пламени и горячего взрыва; p_v — давление взрыва. Подобный характер процесса отмечен и при исследованиях самовоспламенения некоторых горючих с промотирующими присадками [8].

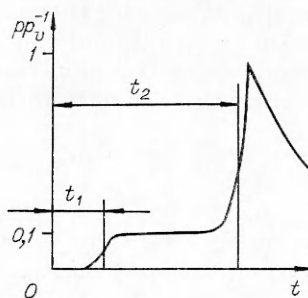
Покажем, что низкотемпературное многостадийное воспламенение конечного объема смеси может стать причиной зарождения ДВ. В зависимости от значений t_1 и t_2 взрыв будет развиваться по-разному. На стадии холодного пламени (стадия 1) происходит тепловое расширение объема, сопровождаемое понижением уровня температуры во времени и связанным с этим изменением состава промежуточных продуктов окисления. Но наряду с этим накапливаются полупродукты, что отражается

Рис. 1. Диаграмма многостадийного взрыва.

на самоускорении реакции и возникновении горячего взрыва (стадия 2).

Следуя [7], в рассматриваемой ситуации можно выделить два режима сгорания объема. Если завершающая стадия взрыва наступает после термического расширения заряда и выравнивания в нем давления ($t_2 \gg t_1$), то энергия выделяется в почти однородных условиях.

Самовоспламенение быстро охватит весь объем, а формируемая на периферии УВ будет иметь сравнительно малую интенсивность. Аналогичная картина будет наблюдаться, если стадия 2 возникает почти одновременно с появлением холодного пламени ($t_2 \approx t_1$). При некоторых условиях, которые детально изучаются ниже, возможно развитие волны типа детонации по механизму [3, 7]. Определяющую роль в усилении волны давления, формируемой при самовоспламенении ядра заряда, в этом случае играет волна разрежения, создающая предпосылки для неравномерного протекания завершающей стадии процесса. Взаимодействие волны давления с волной самовоспламенения, распространяющейся к периферии объема, приведет к ее быстрому усилению до интенсивностей, при которых наступает детонационный взрыв. Близко к такой трактовке появления детонации в двигателе подошел автор работы [2]. Однако он не рассматривал взаимодействие волн самовоспламенения с газодинамическими возмущениями, а ограничился случаем мгновенной детонации объема.



Приближенное условие детонационного взрыва

Рассмотрим сферически симметричный объем V_0 горючей смеси радиусом r_0 , помещенный в химически инертную среду или среду с меньшей реакционной способностью. В начальный момент времени смесь покоится, а давление p_0 и температура T_0 в системе однородны. Для моделирования стадийного самовоспламенения считаем, что вещество в объеме состоит из двух компонентов А и В, причем компонент В характеризуется повышенной реакционной способностью. Введением компонента В моделируется влияние холоднотламенной стадии двухстадийного взрыва или влияние промоторов воспламенения на развитие процесса. Основное внимание уделим роли разогрева вещества в процессе прохождения в нем холодных пламен или реакций образования активных промежуточных продуктов, вызванных введением промотора.

Пусть в начальный момент времени компоненты А и В равномерно распределены в выделенном объеме, а кинетика их окисления характеризуется суммарными энергиями активации E_A и E_B . Процессы распространения холодных пламен за счет передачи тепла и диффузии активных центров между слоями вещества детально не рассматриваются, а заменяются объемными реакциями. Для определенности считаем, что самовоспламенение на обеих стадиях взрыва происходит вследствие теплового самоускорения реакции.

После самовоспламенения компонента В в выделенном объеме повышаются T и p . Если время реакции на этой стадии меньше характерного газодинамического времени, то максимальные значения T и p на первой стадии ($t_1 < t < t_2$) можно оценить из соотношений для адиабатического взрыва совершенного газа в замкнутом объеме: $T_1 \approx T_0 + (\gamma - 1)Q_1/R$, $p_1 \approx p_0 + (\gamma - 1)Q_1/V_0$. Здесь Q_1 — энергия, выделяемая на первой стадии; γ и R — отношение теплоемкостей и газовая постоянная вещества, считаемые в дальнейшем постоянными. Перепад давления приводит к появлению массовой скорости газа и формированию волны сжатия в окружающем пространстве. Внутри рассматриваемого объема

распространяется волна разрежения. Поскольку величина Q_1 мала по сравнению с полной теплотой сгорания [2], то по акустическому приближению формул для распада разрыва [9] можно получить простое соотношение для охлаждения вещества на периферии расширяющегося объема

$$\Delta T_c = T_1 - T_c \approx T_1 \frac{\gamma - 1}{\gamma} (\sqrt{T_1/T_0} - 1), \quad (1)$$

где T_c — температура продуктов вблизи контактной границы. Погрешность результата, даваемая соотношением (1) (меньше 25 % при $p_1 p_0^{-1} < 1,5$ и $\gamma = 1,4$), вполне приемлема для дальнейшего анализа.

Неоднородное распределение температуры в объеме, согласно [3, 5—7], может оказать существенное влияние на протекание последующей стадии взрыва. Характерный масштаб разности температур при горении компонента $\Delta T_* = RT_1^2/E_A$. По аналогии с [7] находим, что при $\Delta T_c \ll \Delta T_*$ расширение объема не повлияет на характер протекания второй стадии. При $\Delta T_c \gg \Delta T_*$ градиент скорости реакции по радиусу настолько велик, что самовоспламенение охватит лишь узкий слой вещества или вообще не произойдет за один пробег волны разрежения. В первом случае может возникнуть очаговое воспламенение смеси с появлением нормального пламени. В случае $\Delta T_c \approx \Delta T_*$ волна самовоспламенения, зарождающаяся в ядре объема, будет охватывать весь объем со скоростью, близкой к звуковой (a_1) в продуктах первой стадии взрыва.

Градиент температуры, создаваемый при расширении вещества к моменту начала стадии 2, можно оценить как $\chi \approx \Delta T_c/t_{21}a_1$, где $t_{21} = t_2 - t_1$ — время задержки горячего взрыва при $T = T_1$. Если вторая стадия процесса описывается уравнением кинетики аррениусовского типа с первым порядком по концентрации исходного вещества, найдем [10]:

$$t_{21} = (RT_1)^2 [(\gamma - 1)kQ_2E_A]^{-1} \exp(E_A/RT_1).$$

Здесь Q_2 — энергия, выделяемая на второй стадии; k — предэкспонент в уравнении кинетики. Градиент температуры приводит к тому, что к моменту t_2 в объеме формируется распределение периода индукции $t_i(r) \approx (dt_i/dr)r$, где

$$\frac{dt_i}{dr} = \frac{\chi R}{(\gamma - 1)Q_2k} \exp\left(\frac{E_A}{RT_1}\right). \quad (2)$$

Величина $(dt_i/dr)^{-1}$ характеризует скорость спонтанного распространения пламени. При $t = t_2$, используя метод разложения экспоненты [10], получим

$$(dt_i/dr)^{-1} \approx a_1 \exp[-E_A \Delta T(r)/RT_1^2],$$

где $\Delta T(r) \approx T_1 - \chi r$. Отсюда следует, что при $\Delta T_c \approx \Delta T_*$ скорость волны самовоспламенения изменяется от a_1 вблизи центра объема до a_1/e вблизи контактной границы (e — основание натурального логарифма).

Следовательно, при $\Delta T_c \approx \Delta T_*$ самовоспламенение охватывает объем со скоростью, близкой к характерной скорости распространения газодинамических возмущений. Это означает, что волна сжатия, порождаемая горячим взрывом некоторой области заряда, может быть синхронизирована с быстрым локальным выгоранием вещества по мере ее распространения к периферии объема. При этом возможно прогрессирующее усиление исходной волны сжатия. Усиливаясь, волна сжатия приобретает способность сокращать задержку горячего взрыва в продуктах первой стадии и в пределе может достичь самоподдерживающегося детонационного режима распространения. Найдем область определяющих параметров, в которой может наблюдаться описанное явление.

Горячий взрыв в ядре объема может наступить на разных этапах расширения. При самовоспламенении вещества после нескольких про-

бегах волны разрежения от периферии к центру объема явление усиления образующейся волны давления будет вырождаться, так как взрыв будет протекать в почти однородных условиях. Наибольшая степень неоднородности в скорости реакции возникает на начальном этапе расширения, когда волна разрежения распространяется к центру объема, и естественно ожидать, что явление будет сильно выражено именно здесь. Сформулируем условие отсутствия горячего взрыва при одном пробеге волны разрежения. Запишем для центра объема условие равенства теплопровода при химической реакции и охлаждения за счет расширения вещества. Интенсивность тепловыделения в центре объема [7]

$$\frac{dT}{dt} \Big|_{t=r_0/a_1} \approx \frac{RT_1^2}{E_A} (t_{21} - r_0/a_1)^{-1}. \quad (3)$$

При $E_A/RT_1 \gg 1$ интенсивность охлаждения газа в волне разрежения можно оценить из соотношений [9]

$$\begin{aligned} r - r_0 &= (u - a)t, \\ u &= 2(a_1 - a)/(\gamma - 1). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь u и a — местные значения массовой скорости и скорости звука. Из (4) следует, что

$$\frac{dT}{dt} \Big|_{\substack{r=0 \\ t=t_{21}}} \approx - \frac{2}{\gamma R} \frac{(\gamma - 1)^2}{(\gamma + 1)} \frac{r_0}{t_{21}^2} \left(\frac{2a_1}{\gamma - 1} + \frac{r_0}{t_{21}} \right). \quad (5)$$

Взяв (5) с обратным знаком и приравняв к (4), получим условие отсутствия взрыва при одном пробеге волны разрежения

$$\frac{2r_0}{a_1 t_{21}} \left(1 - \frac{r_0}{a_1 t_{21}} \right) \left(\frac{2}{\gamma - 1} + \frac{r_0}{a_1 t_{21}} \right) > \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^2 \frac{RT_1}{E_A}. \quad (6)$$

Следовательно, при $r_0/a_1 t_{21} > 1$ самовоспламенение затягивается на более поздние этапы расширения. Усиление волны сжатия можно ожидать при $t_{21} < r_0/a_1$. В предельном случае $t_{21} \approx r_0/a_1$ градиент температуры, возникший в результате расширения объема, можно приблизительно записать как $\chi \approx \Delta T_c/r_0$. Используя (1) и (2), приравняем скорость волны самовоспламенения к скорости звука a_1 . После преобразований получим

$$\frac{E_A/RT_1}{\ln(Q_2 k r_0 / RT_0 \sqrt{\gamma RT_0})} \approx 1. \quad (7)$$

В условие (7) входят определяющие параметры задачи. Оно позволяет по заданным кинетическим параметрам смеси определить минимальный размер объема $r_0 = r_{0 \min}$, при котором его самовоспламенение будет сопровождаться формированием и усилением УВ вследствие взаимодействия с волной химического превращения. При прочих равных условиях рассматриваемое явление будет иметь место и при $r_0 > r_{0 \min}$.

Условие (7) позволяет по заданному размеру r_0 и параметрам компонента А установить тепловой эффект промотирующей присадки В, при котором будут реализованы исследуемые явления:

$$\alpha_B = (\sigma - 1)/(\gamma - 1), \quad (8)$$

где $\alpha_B = Q_1/RT_0$; $\sigma = (E_A/RT_0)/\ln[(Q_2/RT_0) k r_0 \sqrt{\gamma RT_0}]$. При выводе (7), (8) не учтен саморазогрев вещества на периоде индукции горячего взрыва, так как считалось, что $\Delta T_+ \ll \Delta T_1$. Однако для $\Delta T_1 = 0$, т. е. когда самовоспламенение одностадийно, предвзрывной разогрев может играть роль первой стадии воспламенения. В такой ситуации (7) и (8) позволяют найти начальную температуру T_0 , такую, что взрывное самовоспламенение одного только компонента А в выделенном объеме

будет сопровождаться усилением образующейся волны сжатия. Эта температура будет удовлетворять трансцендентному уравнению $\sigma \approx 1 + RT_0/E_A$. На рис. 2 зависимость (8) представлена прямой штриховой линией, выходящей из начала координат.

Результаты расчетов

Естественный способ доказать справедливость найденного критерия (7) (или (8)) заключается в решении дифференциальных уравнений газовой динамики с учетом химических реакций. Как и при выводе (7), ограничимся рассмотрением процессов, протекающих за времена, малые по сравнению с характерными временами процессов переноса: диффузии, теплопроводности и вязкости. Математическая постановка задачи описана в [6]. В отличие от [6], где исследовалось влияние начальных градиентов температуры и состава смеси на эволюцию локального объема, примем, что начальные и граничные термо- и газодинамические условия для выделенного объема полностью однородны. К возникновению движения приводит наличие контактной границы, которая отделяет выделенный объем с двухкомпонентной реагирующей смесью от окружающего газа, обладающего меньшей реакционной способностью. Задача решалась численно методом сквозного счета с введением искусственной вязкости, причем вследствие существования двух временных масштабов химического превращения проводилась оптимизация шага интегрирования, обеспечивающая устойчивость счета при минимальных затратах машинного времени.

Расчеты показали, что за время, равное одному пробегу волны разрежения, в координатах рис. 2 усиление волн сжатия за счет взаимодействия с волной самовоспламенения реализуется только в заштрихованной области. Вблизи нижней границы области интенсивность генерируемой УВ при выходе в окружающий газ максимальна и может достигать величин, характерных для детонации Чепмена — Жуге. Верхняя граница условна: она построена из предположения, что максимальное статическое давление в выделенном объеме превышает p_0 более чем на 10%. Положение границ весьма слабо зависит от типа симметрии (сферической, цилиндрической или плоской) рассматриваемого объема. Подчеркнем, что это справедливо для времен, меньших времени одного пробега волны разрежения от контактной границы до центра симметрии объема.

При учете более поздних этапов расширения вещества в задаче со сферической (и цилиндрической) симметрией появляется интересная особенность, которая заключается в возможности инициирования горячего взрыва в центре объема после прихода и отражения вторичной УВ. Формирование сходящейся вторичной волны обусловлено тем, что газ, прошедший через лидирующий ударный фронт, расширяется в большей степени, чем при плоском разлете. В результате инициирования горячего взрыва вторичной волной в объеме может распространяться ускоряющийся комплекс волна давления — волна воспламенения с выходом на детонационный режим. Такой эффект приводит к некоторому расширению заштрихованной области на рис. 2 для случая сферической (и цилиндрической) симметрии. Например, для сферического объема при $(\sigma - 1)/(\gamma - 1) = 2,8$ нижней границе заштрихованной области будет соответствовать $\alpha_B \approx 2$.

Из рис. 2 видно, что критерий (7) (штриховая линия) правильно отслеживает сущность явления. Наличие же параметрической области, в которой ожидается усиление волн сжатия, обус-

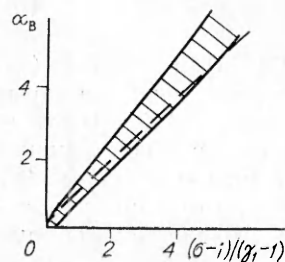
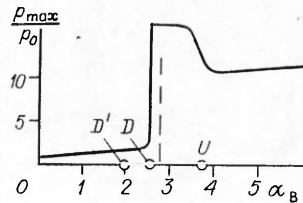


Рис. 2. Область усиления волн сжатия при многостадийном воспламенении.

Рис. 3. Зависимость максимального статического давления от теплового эффекта первой стадии самовоспламенения.



ловлено двумя факторами, не учтенными при выводе (7). Первый связан с существованием целого спектра градиентов задержек самовоспламенения в волнах разрежения, идущих к центру объема на первой стадии взрыва, второй — с тем, что волна сжатия, усиливаясь на некотором конечном участке движения, приобретает способность «подстраивать» фазу горячего взрыва частиц для поддержания дальнейшего ускорения. Возможность усиления волны сжатия при одностадийном самовоспламенении нашла подтверждение при решении полной системы уравнений, описывающих процесс.

Нижняя граница заштрихованной области (см. рис. 2) выходит из начала координат. Это означает, что при $Q_1 = 0$ найдется интервал T_0 для выделенного объема вещества, в котором УВ, выходящая в окружающий газ, будет иметь большую интенсивность, чем предсказывает соотношение для распада разрыва, если в него подставить давление взрыва в замкнутом объеме. Например, при $T_0 = 560$ К, $Q_2/RT_0 = 10,7$, $E_A/RT_0 = 18,7$, $k = 10^{10}$ с $^{-1}$, $r_0 = 0,1$ м, $\gamma = 1,4$ (т. е. $\sigma \approx 1,1$) давление взрыва в замкнутом объеме составит $5,3p_0$, что привело бы к формированию УВ с избыточным давлением $\sim 2p_0$. При взрывном самовоспламенении свободного заряда того же размера избыточное давление в волне, выходящей в окружающий газ, составит $>4p_0$. Это связано с тем, что в последнем случае волна давления формируется в глубине заряда и по мере распространения к контактной границе усиливается за счет синхронного самовоспламенения вещества.

При многостадийном самовоспламенении такое явление выражено более ярко. На рис. 3 показана диаграмма максимального статического давления p_{max}/p_0 на контактной границе свободного объема с $\sigma = 2,12$, $\gamma = 1,4$, $T_0 = 300$ К, $Q_2/RT_0 = 20$ в зависимости от теплового эффекта первой стадии самовоспламенения α_B (см. (8)). Отметки D и U на оси абсцисс соответствуют положению нижней и верхней границ заштрихованной области на рис. 2, штриховая линия указывает значение α_B по критерию (8). При построении диаграммы рис. 3 рассматривалось самовоспламенение за время, меньшее времени одного пробега волны разрежения. В точках левее отметки D вторая стадия взрыва на более поздних этапах расширения не учтена. Правее точки U двухстадийное самовоспламенение происходит подобно взрыву в замкнутом объеме. Область между D и U примечательна тем, что на контактную границу заряда выходит сильная УВ или ДВ, а статическое давление достигает давления в ДВ Чепмена — Жуге. Из-за неустойчивости одномерной волны с химическим превращением в расчетах наблюдались пульсации параметров потока, поэтому на диаграмме указаны средние пульсационные значения p_{max}/p_0 .

Отметим, что в рассматриваемом случае ДВ формируются и распространяются в среде с повышенной начальной температурой $T_1 > 300$ К. Этим объясняются сравнительно невысокие значения статического давления на лидирующем фронте волны. Тем не менее максимальное полное давление в рассматриваемой области значительно превышает давление взрыва в замкнутом объеме. Следует добавить, что обсуждаемый эффект реален и в области левее отметки D на рис. 3. Например, учет вторичной волны в сферическом случае приводит к смещению точки D в положение D' , причем средний уровень давления на участке $D'D$ $p_{max}/p_0 \approx 16$. Кроме того, после нескольких пробогов волны разрежения

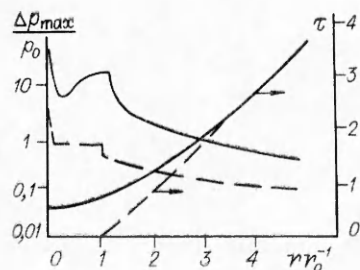


Рис. 4. Зависимость максимального избыточного давления от расстояния до центра заряда и графики распространения ударных волн при двухстадийном взрыве.

горячий взрыв вещества допустимо рассматривать как одностадийный процесс в почти однородных условиях. В этом случае, как уже отмечалось, возможно появление УВ повышенной интенсивности, а наличие остаточных неоднородностей задержки горячего взрыва может привести к зарождению УВ по механизму [3, 6].

На рис. 4 показана зависимость максимального избыточного давления $\Delta p_{\max}/p_0$ от расстояния до центра сферически симметричного заряда для смеси с $\sigma = 1,6$, $\gamma_0 = 1,4$ (γ_0 — отношение теплоемкостей в окружающем газе), $\gamma = 1,2$, $T_0 = 300$ К, $Q_1/RT_0 = 3$, $Q_2/RT_0 = 30$. Видно, что при тепловом расширении заряда после первой стадии воспламенения (штриховая линия) внутри него зарождается детонационная волна со средним перепадом давления $\Delta p_{\max}/p_0 \approx 15$ (сплошная линия). ДВ выходит на контактную границу с окружающим газом, успевшую сместиться на расстояние $0,15r_0$, и быстро затухает. На рис. 4 также изображены графики распространения соответствующих ударных волн на пространственно-временной плоскости ($\tau = ta_0 r_0^{-1}$, a_0 — скорость звука в окружающем газе), из которых следует, что в ближней зоне взрыва ($r/r_0 < 3$) распространяется двухфронтная УВ. Для сравнения укажем, что при мгновенной детонации рассматриваемого объема в окружающем пространстве образовалась бы волна с избыточным давлением $\Delta p_{\max}/p_0 \approx 3,5$.

Заключение

Проведенный анализ показывает, что многостадийное самовоспламенение при известных условиях может явиться причиной зарождения сильных ударных и детонационных волн. Механизм возбуждения волн не связан с самоускорением пламени, как при переходе горения в детонацию в трубах, а заключается в самосогласованном движении волн давления и воспламенения. Применительно к детонации в двигателях реализация такого механизма представляется весьма вероятной. Скоростная киносъемка детонационного взрыва в двигателе [11] действительно обнаруживает существование волн самовоспламенения и регистрирует зарождение УВ в локальных объемах несгоревшей части заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколик А. С. Горение и детонация в газах.— Л.; М.: Гостехтеориздат, 1934.
2. Соколик А. С. // Сгорание в транспортных поршневых двигателях/Под ред. Е. А. Чудакова.— М.: Изд-во АН СССР, 1951.
3. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. ПМТФ, 1970, 2, 76.
4. Barthel H. O., Strehlow R. A. AIAA Paper, N 79-0286, 1979.
5. Гельфанд Б. Е., Поленов А. П., Фролов С. М. и др. ФГВ, 1985, 21, 4, 118.
6. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Поленов А. Н. и др. Хим. физика, 1986, 5, 9, 1277.
7. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Бартенев А. М. и др. Хим. физика, 1988, 7, 2, 217.
8. Гельфанд Б. Е., Калинин В. П., Петрунин А. Б. и др. Докл. АН СССР, 1978, 240, 3, 627.
9. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур.— М.: Мир, 1966.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
11. Мэйль Т. // Вопросы горения.— М.: ИЛ, 1953.— Т. 2.

Поступила в редакцию 12/1 1988,
после доработки — 18/V 1988