

нением вертикальной компоненты  $\sigma_z$  в упругой пластине ( $\lambda = 2\mu$ ,  $N \times L = 50 \times 70$ ,  $\tau = v_p t h^{-1}$ ) со временем при действии на нее «стаканом», который моделировался кольцевой нагрузкой ( $l_1 = 14$ ,  $d_1 = 8$ ,  $T_0/T = 1/4$ ,  $\sigma = -10$ ) (рис. 6, линиям  $\theta \div 3$  соответствуют  $\sigma_r = 0, \pm 1, \pm 3, \pm 5$ ).

Вдоль фронта напряжение достаточно однородно на большом расстоянии от лицевой поверхности. Это можно связать с экранирующим влиянием дополнительного вклада стенок «стакана» — экранируется дифракционная волна с лицевой поверхности. Однако большая неоднородность в граничном воздействии дает более интенсивный вклад на поперечных волнах и, кроме того, на расстояниях, больших диаметра воздействия, интенсивность напряжений при сохранении однородности параметров на фронте затухает как объемная волна с коэффициентом  $n_1 = 1$ . В физически нелинейном материале затухание еще сильнее. Все это показывает, что выбранная форма ударника также не вполне удовлетворительна.

Фаза растяжения в эксперименте существенно зависит от времени (см. рис. 2 [13]), поэтому в качестве прочностной характеристики лучше взять не  $\sigma_{\max}$ , а некоторую меньшую осредненную величину. Возможно, что именно такое, в частности, завышение приводит наряду с акустической обработкой и приближенной оценкой временных интервалов к получению слабой зависимости долговечности от нагрузки.

Таким образом, в однослойной пластине, неоднократно используемой в качестве модели откольного явления, на основании расчетов предсказан механизм разрушения типа растрескивания и комбинированного с откольным; эти типы разрушения наблюдаются и в эксперименте. Вводить различные предположения при определении прочностных характеристик материалов необходимо с большой осторожностью.

Поступила в редакцию  
24/1 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Ленский. ПММ, 1956, 20, 4.
2. К. И. Огурцов. ПММ, 1960, 24, 3.
3. В. С. Никифоровский, С. И. Сабитова и др. ФТПРПИ, 1970, 5.
4. Е. В. Тетенев. ФТПРПИ, 1976, 6.
5. В. А. Гриднева, А. И. Корнеев, В. Г. Трушков. Инж. ж., МТТ, 1977, 1.
6. К. Броберг. Механика, 1956, 37, 3.
7. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
8. Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1972, 13, 8.
9. С. К. Годунов. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1971.
10. Р. Курант, К. Фридрихс, Г. Леви. УМН, 1940, 8.
11. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
12. В. С. Никифоровский, Е. И. Шемякин. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск, «Наука», 1979.
13. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев и др. ФТТ, 1974, 16, 9; 1975, 17, 9.
14. О. А. Клещевников, В. И. Софронов и др. ЖТФ, 1977, 47, 8.

#### КРИТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий  
(Новосибирск)

Одной из важных проблем газовой детонации является ударное или «прямое» инициирование детонационной волны, когда последняя формируется сильной ударной волной, имеющей скорость порядка Чепмена — Жуге  $D_0$  и возникающей в результате локального выделения некоторой энергии за короткий промежуток времени. Исключительно важное с на-

учной точки зрения решение этой проблемы приобретает все большее практическое значение.

Впервые попытка экспериментального и теоретического рассмотрения этой проблемы предпринята в работе [1]. В основе модели [1] лежит предположение, что движение ударной волны определяется суммой энергии источника инициирования  $E$  и химической энергии прореагировавшего по истечении периода индукции газа. При этом давление и, следовательно, скорость волны падают до некоторого минимального значения, а затем скорость асимптотически приближается к значению  $D_0$ . Полагая, что слишком быстрое затухание волны на первоначальном участке может привести к срыву химической реакции, авторы [1] приходят к выводу, что должна существовать некоторая минимальная энергия инициирования сферической детонации  $E_{\min}$ , определяемая свойствами смеси ( $E_{\min} \sim Q\rho_0\Delta^3$ , где  $Q$  — тепловой эффект,  $\rho_0$  — начальная плотность,  $\Delta$  — протяженность зоны индукции).

В качестве критерия для оценки энергии инициирования в [1] предложено условие: время действия ударной волны к моменту, когда амплитуда ее равна амплитуде стационарной волны Чепмена — Жуге, должно быть менее времени индукции (или в другой формулировке, ширина ударной волны в тот же момент времени должна быть не менее ширины зоны индукции). К сожалению, период индукции и ширина зоны индукции оставались неопределенными и авторы не предложили каких-либо рекомендаций для их определения, что естественно не давало возможности использовать эти критерии для практического расчета.

Существует несколько модификаций критерия Зельдовича [1]. При описании экспериментов в [2] минимальная масса взрывчатки определялась из условия, что время спада скорости соответствующей ударной волны в инертном газе до значения  $D_0$  должно быть равно времени пребывания частицы газа в зоне от фронта ударной волны до плоскости Чепмена — Жуге при стационарной детонации. Протяженность этой зоны оценивалась лишь по порядку величины.

В [3] предлагается условие  $\Delta/R_* \ll \sigma < 1$ , где  $R_*$  на основании [4] выбирается таким, что  $4\pi R_*^3 \rho_0 Q/3 = E$ . При этом в расчете используется решение задачи о распространении ударной волны в нереагирующей среде, а  $\sigma$  остается неопределенной, зависящей от свойств смеси, величиной.

В [5] предлагается, что скорость инициирующей ударной волны не должна падать ниже значения, при котором в стационарных условиях за фронтом такой волны невозможно самовоспламенение смеси. А для аналитического описания движения ударной волны задавалась зависимость тепловыделения за фронтом как функция скорости, радиуса и протяженности зоны индукции  $\Delta$  ( $\Delta$  — постоянная, равная величине зоны индукции для стационарной волны Чепмена — Жуге).

Проводя аналогию с возбуждением горения, авторы [6] считают, что для инициирования детонации энергия газа за ударной волной должна удвоиться за счет химической реакции к моменту, когда скорость ее достигает минимального значения, определяемого, как и в [5], пределами самовоспламенения. При этом авторы указывают, что величина минимальной амплитуды ударной волны, от которой энергия инициирования зависит экспоненциально, остается в достаточной мере неопределенной.

Определяющая роль периода индукции в существовании минимальной энергии инициирования следует из численного решения задачи о распространении ударной волны в химически реагирующих средах (см., например, библиографию в [7]). Так, расчет при условии мгновенной реакции на фронте ударной волны показал, что при сколь угодно малой энергии источника в среде формируется стационарная волна Чепмена — Жуге. При включении в систему уравнений, учитывающих период индукции и немгновенность химической реакции, получены два качествен-

но различных решения: при достаточно большой энергии инициирования ударная волна, проходя через минимум, выходила на режим Чепмена — Жуге, если энергия инициирования была меньше некоторого  $E_{\min}$ , детонационная волна распадалась на затухающую ударную волну и волну горения. В случаях, когда инициирование было критическим, в точке, где амплитуда инициирующей ударной волны проходила через минимум, полная энергия за фронтом волны составляла  $\sim 2E$ . Полученные в расчетах [7] для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  значения  $E_{\min}$  оказались на 3—4 порядка больше экспериментально определяемых. Однако в подобной работе [8], где произведен численный расчет инициирования цилиндрической волны взрывающейся проволокой в смеси 30%  $\text{C}_2\text{H}_2 + 70\%$   $\text{O}_2$  при 100 торр, получено хорошее соответствие с экспериментом. По-видимому, результаты расчетов существенно зависят от моделирования химических реакций. Отметим, что сравнение расчетных результатов с экспериментом затруднено из-за сильной зависимости критической энергии от пространственных и временных характеристик инициирования.

Все описанные модели построены в предположении гладкости детонационной волны, благодаря чему в любой момент времени волне можно приписать вполне определенную протяженность зоны индукции. В реальных волнах фронт детонации неустойчив и в каждый фиксированный момент времени протяженность зоны индукции сильно различается (до двух порядков) для различных участков фронта. В этих условиях детонационную волну логичнее характеризовать не некоторой средней задержкой воспламенения (факт зажигания определяется в наиболее «горячей» точке), а параметрами ячейки.

В данной работе предлагается модель инициирования, в которой химические свойства смеси описываются не кинетическими константами, а размером элементарной ячейки стационарной детонации. В работе приняты следующие обозначения,  $a$ ,  $b$  — поперечный и продольный размеры ячейки,  $D_0$  — скорость детонации Чепмена — Жуге,  $\bar{D}$  — средняя скорость инициирующей волны,  $r_*$  — координаты «срыва» реакции в ячейке,  $\varepsilon$  — безразмерная энергия инициирования в ячейке,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $c$  — скорость звука,  $u$  — скорость продуктов в системе фронта,  $\gamma_0$  — показатель адиабаты исходной смеси,  $\gamma$  — показатель равновесной адиабаты продуктов,  $R_{кр}$ ,  $t_{кр}$  — критические радиус и время соответственно,  $R$ ,  $\tau$  — радиус зоны и время энерговыделения,  $E_{02}$  — энергия инициирования в плоской ячейке (на единицу длины),  $E_1$ ,  $E_{2\min}$ ,  $E_{3\min}$  — минимальная энергия мгновенного точечного инициирования для плоского, цилиндрического и сферического случаев соответственно,  $E_{2R}$ ,  $E_{2\tau}$ ,  $E_{2R\tau}$ ,  $E_{3R}$ ,  $E_{3\tau}$ ,  $E_{3R\tau}$  — критические энергии неточечного (R) или немгновенного ( $\tau$ ) цилиндрического или сферического инициирования,  $E$  — критическая энергия реального инициирования.

### О модели ячейки многофронтной газовой детонации

В [9, 10] построена модель ячейки в плоском канале, согласно которой существование ячейки поддерживается столкновениями поперечных волн, играющих роль микровзрывов. Безразмерная энергия микровзрывов  $\varepsilon = E_{02}/4\alpha\rho_0\bar{D}_0^2\bar{v}^2$  слабо зависит от показателей адиабаты исходной смеси и продуктов реакции и от числа Маха детонационной волны Чепмена — Жуге  $M_0 = D_0/C_0$ . Существенное влияние на величину  $\varepsilon$  оказывает лишь характер поперечных волн, которые в предельных случаях могут быть или ударными, или детонационными. В предельном случае ударных поперечных волн (очень низкие давления) величину  $\varepsilon$  для всех смесей с точностью не хуже 15% можно принять равной 0,08. Для случая детонационных поперечных волн в [10] оценка дает  $\varepsilon > 0,01$ . Для более точного расчета  $\varepsilon$  необходимо уметь вычислять давление при отражении детонационной поперечной волны.

Пусть по смеси с параметрами  $p_1, \rho_1, c_1$  (в зоне индукции в конце ячейки) распространяется волна Чепмена — Жуге со скоростью  $\bar{D}_\perp = M_\perp \cdot c_1$ . Полагая, что давление продуктов  $p_2$  значительно больше  $p_1$ , получим обычные формулы для вычисления параметров продуктов:  $u_2 = \gamma M_\perp c_1 / (\gamma + 1)$ ,  $\rho_2 = \rho_0 (\gamma + 1) / \gamma$ ,  $p_2 = p_1 \gamma_0 M_\perp^2 / (\gamma + 1)$ . Реально скорость поперечных волн несколько ниже скорости волны Чепмена — Жуге, распространяющейся по зоне индукции. Однако в качестве оценочных будем при расчете параметров продуктов использовать приведенные выше формулы.

При вычислении параметров за отраженной волной будем использовать условие остановки потока, точные уравнения сохранения массы, импульса и приближенное уравнение энергии, в котором полная энтальпия представлена как  $\gamma / (\gamma - 1) \cdot p / \rho$ , где  $\gamma$  — показатель равновесной адиабаты. Такое представление допустимо, поскольку вследствие значительной диссоциации продуктов температура при отражении возрастает не очень сильно.

После преобразований получим

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{\gamma_0 (8 - \gamma^2 - \gamma + \gamma \sqrt{\gamma^2 - 22\gamma + 41})}{4(2 - \gamma)(\gamma + 1)} M_\perp^2. \quad (1)$$

Рассчитанное по формуле (1) давление  $p_3$  при отражении детонационных поперечных волн примерно в 2 раза ниже полученного по формулам для ударных волн ( $M_\perp \sim 2$ ). Оценочное предположение, сделанное в [10], о возможности снижения давления за счет реакции за поперечной волной в 6 раз, было бы справедливым при  $M_\perp \sim 6$ . Используя в модели [9] формулу (1), получим, что при наличии реакции за поперечными волнами для всех смесей с точностью до 20%  $\epsilon = 0,045$ .

Расчетная координата точки срыва реакции в ячейке  $r_*$ , отсчитанная от центра микровзрыва, составляет  $\sim 0,6 b$ , а скорость в точке срыва реакции  $D_* \simeq 1,06 D_0$  [10]. Таким образом, величину  $E_{02}$ , имеющую смысл энергии инициирования в ячейке, можно вычислить по формуле

$$E_{02} = 0,18 \alpha \rho_0 D_0^2 b^2 \simeq 0,22 \rho_0 D_0^2 b^2.$$

В последнем равенстве параметр сильного точечного взрыва  $\alpha$  принят равным 1,25 (в зависимости от показателя адиабаты для реальных смесей он может принимать значения от 1 до 1,5 [11]). Для очень низких давлений величина  $E_{02}$  может возрасти вдвое ( $\epsilon = 0,08$ ).

### Модель инициирования

Эксперименты по выходу из узкого плоского канала в плоское пространство показывают, что минимальная ширина канала, при которой в полупространстве возбуждается детонационная волна, составляет  $(6 \pm 1) a$  [12]. Детонация возбуждается, по существу, семью микровзрывами с энергией  $E_{02}$  в каждом (рис. 1, а). Очевидно, что условия инициирования десятью микровзрывами с той же энергией в каждом (в крайних — половина энергии), расположенными на дуге окружности с интервалом  $a$  (рис. 1, б), более выгодны.

После выхода детонации из узкого канала на расстоянии  $b/2$  образуется новая совокупность микровзрывов, число которых не менее шести (рис. 2, а). В данном случае условие иницирования будет более выгодным, чем при схеме иницирования, показанной на рис. 2, б (два крайних микровзрыва с каждой стороны заменены на один микровзрыв с половиной энергией, несколько смещенный назад). Следовательно, при схеме иницирования, приведенной на рис. 1, б, детонация будет заведомо возбуждаться, а при схеме рис. 2, б — затухать. Симметрично отображая эти схемы на все пространство, получим, что для иницирования детонации шести микровзрывов (с энергией  $E_{02}$ ), расположенных

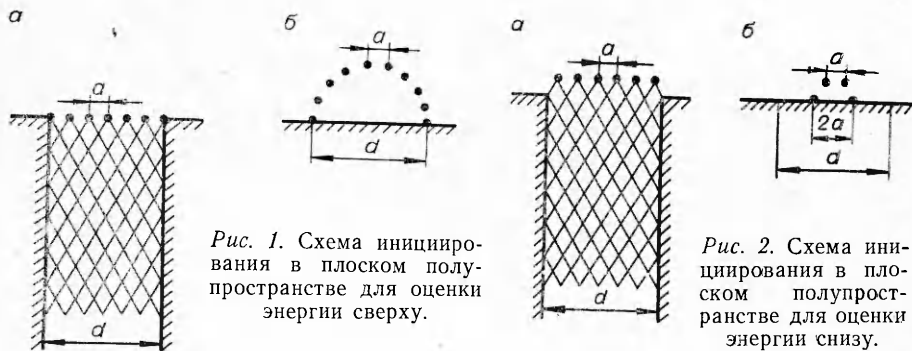


Рис. 1. Схема иницирования в плоском пространстве для оценки энергии сверху.

Рис. 2. Схема иницирования в плоском пространстве для оценки энергии снизу.

на окружности с интервалом  $a$ , недостаточно, а восемнадцати заведомо достаточно. Полагая, что среднее геометрическое этих величин будет давать наиболее вероятное значение критической энергии, получаем необходимое число микровзрывов, равное десяти, а радиус окружности  $R \approx 1,7 a$  (рис. 3). Назовем этот радиус, равный  $b$ , критическим.

При мгновенном точечном цилиндрическом иницировании основная энергия сосредоточена вблизи фронта иницирующей волны, а в реальных условиях распределена заведомо неравномерно вдоль фронта. Будем полагать, что минимальная энергия иницирования в данном случае будет такой же, как полная энергия в десятиточечной схеме, т. е.

$$E_{2\min} = 10E_{02} \approx 2,2\rho_0 D_0^2 b^2.$$

Назовем время выхода иницирующей ударной волны на критический радиус критическим  $t_{кр} = R_{кр}/\bar{D}$ , где  $\bar{D}$  — средняя скорость на участке от 0 до  $R_{кр}$ . Скорость волны на критическом радиусе порядка  $D_0$ , а профиль спада менее крут, чем в инертной среде; отсюда следует  $D_0 < \bar{D} < 2D_0$  (в сферическом случае  $D_0 < \bar{D} < 2,5D_0$ ). Для оценки примем среднюю скорость равной  $1,5 D_0$  и  $1,75 D_0$  для цилиндрического и сферического случая. Если при реальном иницировании радиус зоны или время энерговыделения меньше критических, то будем считать такое иницирование точечным или мгновенным соответственно. При мгновенном, но не точечном иницировании (радиус зоны энерговыделения  $R$ ) количество ячеек, укладываемых вдоль фронта иницирующей волны пропорционально радиусу и, следовательно, необходимая энергия иницирования должна быть порядка  $E_{2R} = E_{2\min} R/R_{кр}$ . При точечном, но не мгновенном иницировании, волна за время  $\tau$  отходит от центра на расстояние  $\bar{D}\tau$  и необходимую энергию можно оценить по формуле

$$E_{2\tau} = \tau/t_{кр} \cdot E_{2\min}.$$

Обобщая эти формулы, получим

$$E_{2R\tau} = E_{2\min} \cdot (R + D\tau)/R_{кр}.$$

При сферическом иницировании ячейка носит трехмерный характер и состоит из элементов двух типов [13] (рис. 4). Иницирование волны в «тетраэдрах» цилиндрическое, поэтому энергия иницирования здесь должна быть порядка  $E_{02} \cdot a$ . На один «октаэдр», имеющий в плане размеры  $a \times a$ , приходится в среднем два «тетраэдра». Будем полагать, что для воссоздания структуры фронта достаточно сыницировать детонацию в «тетраэдрах». Тогда на участок поверхности фронта с размерами  $a \times a$  потребуется энергия  $E_{03} = 2E_{02} \cdot a$ .

Рис. 3. Схема критического иницирования в плоском пространстве.

Поскольку сферическое и цилиндрическое иницирование глубоко связаны, можно предположить,

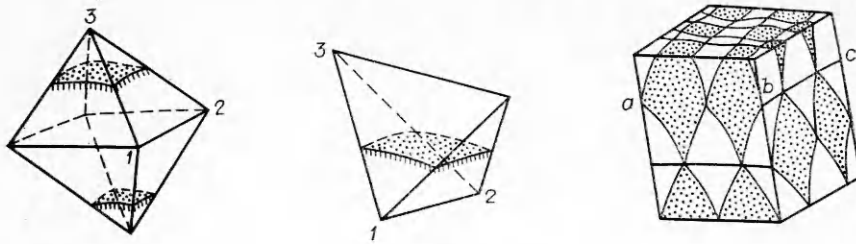


Рис. 4. Схема трехмерной ячейки.

что критический радиус для сферического инициирования будет также равен  $b$ . Это предположение косвенно подтверждается экспериментами по выходу детонации из узкой трубки в объем. В [14] на основе экспериментальных значений критического диаметра трубки из [1] рассчитано, что эти диаметры равны 10—12 поперечным размерам ячейки самоподдерживающейся детонации в широких трубах. Однако, как следует из [1], скорость детонации в этих экспериментах приблизительно на 5% ниже теоретической. Размер ячейки в этом случае должен быть примерно в 1,5—2 раза больше, чем принято в [14]. Следовательно, критический диаметр выхода в сферическом случае, как и плоском канале, составит 5—8 поперечных размеров ячейки.

Принимая критический радиус для сферического инициирования равным  $b$ , получим значение минимальной энергии точечного мгновенного инициирования

$$E_{3\min} = E_{03} \frac{4\pi b^2}{a^2} \simeq 9\rho_0 D_0^2 b^3.$$

По аналогии с цилиндрическим инициированием для неточечного или немгновенного инициирования (площадь сферы пропорциональна квадрату радиуса) получим

$$\begin{aligned} E_{3R} &= E_{3\min} (R/R_{кр})^2, \\ E_{3\tau} &= E_{3\min} (\tau/t_{кр})^2, \\ E_{3R\tau} &= E_{3\min} [(R + D\tau)/R_{кр}]^2. \end{aligned}$$

Иницирование в трубах может носить плоский, цилиндрический или сферический характер. Для одновременного инициирования детонации по всему сечению трубы (плоское инициирование) энергия должна быть большей и будет зависеть от геометрии канала. В объемных каналах ячейка будет трехмерной и плотность энергии (на единицу поперечного сечения канала)  $E_1 = E_{03}/a^2$ , а в плоских каналах  $E_1 = E_{02}/a$ . Поскольку при плоском инициировании количество ячеек сохраняется, то в первом приближении  $E$  не должна зависеть от времени и протяженности зоны энерговыделения.

В таблице приведена сводка полученных формул. Естественно, что их следует рассматривать лишь как оценочные.

Зависимость критической энергии от условий инициирования

Условия инициирования	$R < b, \tau < \frac{b}{D}$	$R + D\tau > b$
Плоское в объемном канале	$0,8\rho_0 D_0^2 b$	$R + D\tau > b$
Плоское в плоском канале	$0,4\rho_0 D_0^2 b$	»
Цилиндрическое	$2,2\rho_0 D_0^2 b^2$	$2,2\rho_0 D_0^2 b(R + D\tau)$
Сферическое	$9\rho_0 D_0^2 b^3$	$9\rho_0 D_0^2 b(R + D\tau)^2$

Проанализируем полученные результаты. Полагая, что размер ячейки обратно пропорционален давлению, получим, что критическая энергия плоского, а также немгновенного или неточечного цилиндрического инициирования, не зависит от начального давления смеси. В то же время критическая энергия мгновенного точечного инициирования обратно пропорциональна давлению или его квадрату для цилиндрического и сферического случаев соответственно.

При реальном неточечном или немгновенном инициировании критическая энергия может зависеть от пространственного или временного распределения энерговыделения. Если, например, за время  $\tau$  выделится количество энергии меньше критического (рис. 5), но в некоторое время  $t_1 < \tau$  условия инициирования выполнялись (например, вблизи максимума мощности), то детонация будет возбуждена. Энергия, выделившаяся при  $t > t_1$ , «лишняя» и на факт инициирования не влияет. Аналогично для неточечного инициирования: для возбуждения детонации достаточно, чтобы условия инициирования удовлетворялись на каком-либо радиусе внутри области энерговыделения.

### Сравнение модели инициирования с экспериментальными данными

Прямое сравнение модели с экспериментом затруднено, что связано с отсутствием достаточно полных комплексных измерений коэффициента полезного действия, временных и пространственных характеристик инициирования. Кроме того, для проверки модели необходимо знать размеры ячейки для данной смеси в условиях эксперимента. Использование расчетных значений размеров ячеек может привести к значительной ошибке в расчетной величине критической энергии, что связано с большим разбросом кинетических данных. Но, несмотря на указанную неполноту данных, полезно провести хотя бы качественное (где возможно — количественное) сравнение модели с имеющимся экспериментальным материалом.

Цилиндрическое инициирование изучалось экспериментально в [15—17]. Данные [17], где энергия измерялась непосредственно на разрядном промежутке (искра), находятся в хорошем соответствии (рис. 6) с результатами расчета по предлагаемой модели (размеры ячеек взяты из [18]).

В [15, 16] инициирование производилось взрывающейся проволокой. В работах приводятся значения энергий, запасенных в конденсаторе; КПД установок не измерялись, хотя, как показано в [1], КПД таких установок невелик. Для удобства эти данные приведены на рис. 6 с КПД 5,5 и 20% для [15, 16] соответственно. Эти результаты дают более крутую зависимость энергии от давления, чем теория. Если разлетающуюся проволочку считать поршнем, то энергия, передаваемая газу, пропорциональна его плотности (при малых КПД). В этом случае КПД установки пропорционален давлению, что полностью объясняет расхождение теории и эксперимента. На том же рисунке приведены результаты расчета и экспериментальные данные [6] по цилиндрическому инициированию в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . К сожалению, в [6] ничего не сказано об условиях эксперимента. Разницу в наклонах можно объяснить немгновенностью искрового разряда при больших давлениях (с возрастанием давления критическое время падает).

На рис. 7 приведены результаты расчетов и экспериментов [5] по сферическому инициированию детонации в смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  с помощью искрового и лазерного разрядов. Для электрического разряда ( $\tau = 0,25$  мкс) приводится только энергия конденсатора. В этом случае энергия зависит от давления примерно как  $1/p$ . Такую зависимость можно объяснить цилиндрическим характером инициирования. Сложнее с

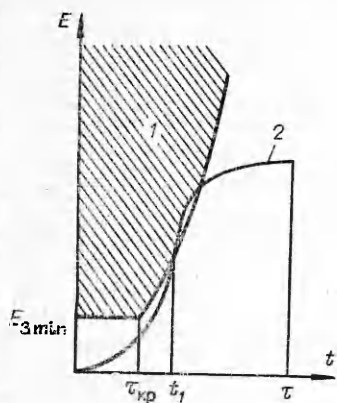


Рис. 5. Влияние способа энергосвободения на критическую энергию.  
1 — область иницирования; 2 — кривая энергосвободения.

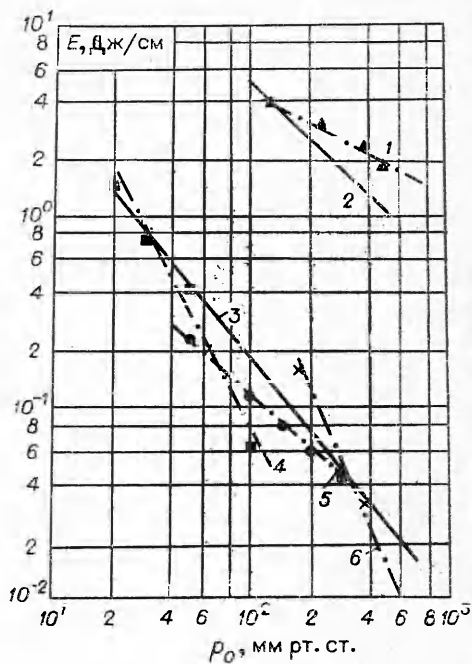


Рис. 6. Зависимость критической энергии иницирования цилиндрической детонации от начального давления смеси.

1 — эксперимент [6] для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ; 2, 3 — расчет для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  и  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ ; 4-6 — эксперимент [15], и [17] и [16] для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  соответственно.

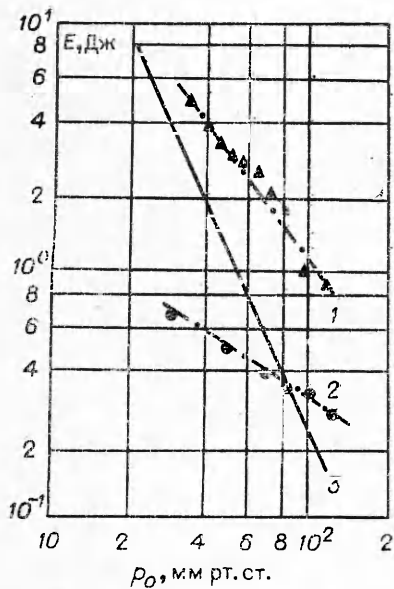


Рис. 7. Зависимость критической энергии иницирования сферической детонации от начального давления для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ .

1, 2 — экспериментальные данные по иницированию электрической искрой и лазером соответственно [5]; 3 — расчет.

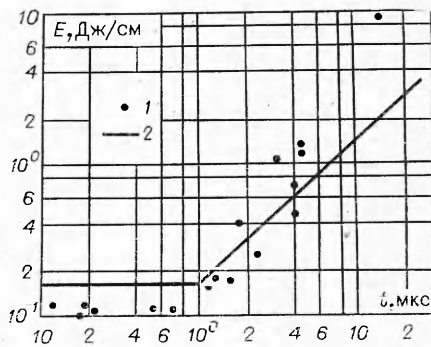


Рис. 8. Зависимость критической энергии цилиндрического иницирования от времени энергосвободения (смесь  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ ,  $p = 100$  торр).

1 — экспериментальные данные [23]; 2 — расчет.



лазерным инициированием. Трудно предположить неточечный или цилиндрический характер инициирования, хотя один из авторов [5] в более поздней работе [17] упоминает, что в этих опытах область пробоя имеет эллиптическую форму. Остается лишь предполагать, что подобная зависимость  $E(p)$  вызвана взаимодействием инициирующей волны со стержнем, расположенным на расстоянии 5 мм от центра инициирования (сравните: критический радиус при этих давлениях меняется от 3 до 10 мм).

Значительное влияние формы электродов на энергию инициирования искрой показано в [19]. В этой же работе указано, что при зазоре между острыми электродами 5 мм и давлении 100 торр (что несколько меньше критического диаметра, равного 6 мм) критическая энергия составит 0,3 Дж, что соответствует как лазерному пробую (при этом давлении стержень находится за пределами критического радиуса и не влияет на инициирование), так и предлагаемой модели.

В работах [20, 21] исследовалось сферическое инициирование газовых смесей твердыми взрывчатыми веществами. В частности, в [20] получена зависимость критической энергии инициирования от степени разбавления смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2\text{O}_2$  азотом. Мы, к сожалению, не имеем возможности проверить соответствие нашей модели с результатами [20] из-за отсутствия данных по размерам ячеек. Экспериментальные данные по ячейке имеются лишь для смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2\text{O}_2$  без азота ( $p = 1$  атм, технический метан) [18]. Рассчитанная по ним энергия инициирования составляет 1,3 кал. В [22] исследовалось влияние добавок высокомолекулярных углеводородов на задержки воспламенения высокоочищенного метано-кислородно-аргоновых смесей; показано, что добавки порядка 5%  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  и т. п. уменьшают задержку воспламенения в 2—3 раза. Полагая, что ячейка очищенного метана исследовавшегося в [20] в 2,5 раза больше, чем для технического, получим возрастание энергии инициирования в 16 раз. В частности, значение энергии инициирования смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2\text{O}_2$  составит 25 кал, что хорошо согласуется с экстраполяцией авторов [20] — 25 мг ВВ. Этим же отличием размеров ячеек высокоочищенного и технического метана можно объяснить различие экстраполированного значения энергии инициирования для метановоздушной смеси [20] (23 кг ВВ, очищенный метан) и энергии для технического метана — 1 кг ВВ [21].

Измеренная нами ячейка в смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух}$  (стехиометрия) имеет продольный размер  $b = 7$  мм ( $p = 1$  атм). Расчетное значение энергии составит 5 кал. Это не противоречит данным [21], где минимальной из использовавшихся навесок твердого ВВ (1,5 г) было заведомо достаточно для инициирования.

Энергия сферического инициирования в смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  ( $p = 1$  атм) измерялась в [1]. Однако легко видеть, что в данном случае инициирование носило цилиндрический характер (длина разрядного промежутка 5 см намного превосходит размер ячейки  $\sim 0,03$  см). Умножая расчетную удельную энергию цилиндрического инициирования  $E_{2\text{min}} \approx 0,016$  Дж/см на длину промежутка, поручим величину требуемой энергии  $E = 0,08$  Дж, что не сильно отличается от значения 0,16 Дж в [1].

Интересными представляются опыты [1] по инициированию детонации в трубках. Согласно их результатам при увеличении диаметра трубки величина необходимой для инициирования энергии сначала растет примерно по квадратичному закону, а затем выходит на некоторое постоянное значение. Можно попытаться качественно объяснить зависимость.

При малых диаметрах трубки (порядка нескольких размеров ячеек) инициирование должно носить плоский характер и с увеличением диаметра энергия должна возрастать пропорционально площади поперечно-

го сечения трубки (или квадрату диаметра). При дальнейшем увеличении диаметра трубки и длины разрядного промежутка инициирование начинает носить цилиндрический характер, и полная требуемая энергия инициирования будет пропорциональна длине промежутка. Если длину промежутка не увеличивать (например, из-за недостатка напряжения для пробоя), то при дальнейшем увеличении диаметра трубки энергия не должна увеличиваться. К сожалению, провести численное сравнение нельзя из-за отсутствия в [1] геометрических и временных характеристик разряда.

Как следует из модели, критическая энергия должна возрастать при увеличении времени энерговыделения выше критической величины. Это количественно и качественно хорошо соответствует (рис. 8) экспериментальной зависимости [22] энергии от времени разряда (цилиндрическое инициирование). Анализ выброса самой правой точки (12 мкс) вверх затруднен тем, что при больших временах энерговыделения использовался не один, а серия затухающих импульсов (непосредственно для данной точки кривая энерговыделения не приводится).

### Выводы

На основе теоретической модели ячейки и экспериментальных данных по выходу детонации из узких каналов в полупространство построена модель «прямого» инициирования детонации. Полученные формулы позволяют оценить критическую энергию инициирования практически для любых условий эксперимента. В качестве исходных данных в формулы входят лишь начальная плотность смеси, скорость и размер ячейки самоподдерживающейся детонации, а также временные и пространственные характеристики энерговыделения.

Применение модели базируется на сравнительно простом экспериментальном определении размера ячейки для исследуемой смеси. В других имеющихся в настоящее время моделях, например [1—7], используются кинетические данные по задержкам воспламенения, неточность определения которых может привести к значительным ошибкам в расчете энергии инициирования. Проверка предлагаемой модели на основе существующих экспериментальных результатов затруднена из-за недостатка данных, приводимых в работах. В зависимости от полноты информации показано количественное либо качественное соответствие модели и эксперимента.

*Поступила в редакцию  
13/XII 1978*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
2. D. H. Edwards, G. Hooper, J. M. Morgan. Acta Astr. 1976, 3, 1—2.
3. M. Sichel. Acta Astr., 1977, 4, 3—4.
4. В. Р. Когобеиников, В. А. Левин и др. Acta Astr., 1972, 17, 5—6.
5. C. G. Bach, N. Knystautas, J. H. Lee. Thirteenth Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
6. J. H. Lee, K. Ramamurthi. Comb. and Flame, 1976, 27, 3.
7. В. А. Левин. Докт. дис. М., 1975.
8. В. А. Феау, J. R. Bowen. Comb. and Flame, 1973, 20, 1.
9. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
10. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1977, 13, 3.
11. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.
12. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
13. R. Takai, K. Yoneda, T. Hikita. 15-th Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, 1974.
14. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
15. J. H. Lee, B. H. Lee, R. Knystautas. Phys. Fluids, 1966, 9, 1.

16. E. L. Litchfield, N. H. Nay, D. R. Forshey. Proc. Ninth Symposium (International) on Combustion. New York, 1963.
17. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. and Flame, 1977, 28, 1.
18. В. И. Манжале́й, В. В. Митрофа́нов, В. А. Суббо́тин. ФГВ, 1974, 10, 1.
19. H. Matsui, J. H. Lee. Comb. and Flame, 1976, 217, 27.
20. D. C. Bull, J. E. Elsworth a. o. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9.
21. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
22. R. W. Crossley, E. R. Dorco a. o. Comb. and Flame, 1972, 19, 3.
23. R. Knystautas, J. H. Lee. Comb. and Flame, 1976, 27, 2.

## ВЗРЫВНОЙ УСКОРИТЕЛЬ МИКРОЧАСТИЦ НА ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

В. В. Сильвестров

(Новосибирск)

Для разгона твердых частиц диаметром  $d \sim 0,1-1$  мм до скоростей  $v > 10$  км/с часто используется струйный способ ускорения [1, 2], в котором частица обдувается газовым или плазменным потоком и ускоряется за счет действия аэродинамической силы. Для получения высоких  $v$  существенное значение имеют скорость потока  $u$  и его масса на единицу площади поперечного сечения  $M$ , а для однородного потока — произведение его плотности на длину [1].

Цель работы — рассмотреть с точки зрения разгона частиц возможности газовых потоков, получаемых при разгрузке ударно-сжатого жидкого  $H_2$  [3—5]. В отличие от газокумулятивной и плазменных струй [1, 6, 7] эти потоки неоднородны и имеют в головной части высокие  $u$  ( $\sim 30-45$  км/с), но низкую плотность ( $\sim 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>) и ограниченную массу ( $M \leq 1$  г/см<sup>2</sup>) [4]. По мере заглубления метаемой частицы в поток его плотность растет, но скорость спутного потока падает. Поэтому в реальных конструкциях при ограниченных  $M$  достигаемые  $v$  могут значительно отличаться от максимальных  $u$ .

Экспериментальное устройство состоит из инжектора газового потока, ствола и баллистической трассы, вакуумируемых до 1 торр (рис. 1). В качестве инжекторов использовались цилиндрическая [3, 4] и полусферическая [5] схемы ударного нагрева жидкого  $H_2$ . В первом случае трубчатый заряд 1 литого ТГ50/50  $\varnothing 60 \times 18$  мм<sup>2</sup> длиной  $l$  обжимает стальную ампулу 2  $\varnothing 24 \times 2$  мм<sup>2</sup>, заполненную водородом. Для увеличения эффективности передачи энергии ВВ заряд заключен в дюралевый корпус. Общий вес ВВ — 1,1 кг. Стальная диафрагма 3 толщиной 20 мкм отделяет сжиженный газ от объема ствола 4. Полусферический инжектор аналогичен описанному в [5], но начальная часть ствола выполнена с расширением в диафрагменной части в виде конуса. Тепловая развязка низкотемпературной части установки от находящейся при нормальной температуре выполнена при помощи втулки из оргстекла, уплотняемой эпоксидной смолой.

На расстоянии  $x_0$  от диафрагмы на легкой подвеске помещалось 3—5 частиц 5: стеклянные ( $d = 0,48$  мм с массой  $m = 0,13$  мг) и стальные ( $d = 0,68$  мм,  $m = 1,3$  мг) шарики. Отнесение частиц от диафрагмы необходимо для снижения динамического давления струи на ускоряемое тело. Взрывной отсекающий заряд ВВ, накладной заряд ВВ, инициируемый с необходимой временной задержкой, обрубаем ствол после выхода из него частиц, что исключает попадание на мишень 8

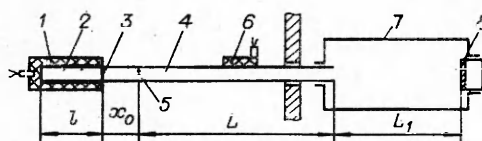


Рис. 1. Схема постановки эксперимента.

низкоскоростных осколков разру-