

ЛИТЕРАТУРА

1. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. К вопросу определения коэффициента отбора энергии в задаче Лагранжа // ФГВ. — 1992. — 28, № 6. — С. 96—100.
2. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. — М.: Оборонгиз, 1962. — 703 с.
3. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Газодинамические особенности течений в задачах метания несжимаемых пластин продуктами взрыва // ПМТФ. — 1988. — № 6. — С. 51—56.
4. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Газодинамические особенности течений в задаче метания двух несжимаемых пластин продуктами взрыва // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 2. — С. 148—152.
5. Комаровский Л.В. Метание свободных тел газовым потоком // Численные методы механики сплошной среды. — 1976. — Т. 7, № 6. — С. 74—86.
6. Гринь В.Т., Крайко А.Н., Миллер Л.Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке // ПМТФ. — 1981. — № 3. — С. 95—103.
7. Кореньков В.В., Охитин В.Н. Истечение газа через пронцаемый экран // Деп. в ВИНТИ. — № 4578-72 Деп. — 1982. — 20 с.
8. Миллер Л.Г. Нестационарное истечение газа в вакуум через перфорированную перегородку // ПМТФ. — 1983. — № 2. — С. 762—765.
9. Гувернюк С.В., Савинов К.Г., Ульянов Г.С. Сверхзвуковое обтекание затупленных перфорированных экранов // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1985. — № 1. — С. 143—149.
10. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Об одном случае решения задачи Лагранжа // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. — 1991. — № 3. — С. 95—101.
11. Аттетков А.В., Бойко М.М., Власова Л.Н. и др. Задача Лагранжа при реализации режима недосжатой детонации // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. — 1992. — № 1. — С. 70—78.

107005, г. Москва, НИИСпецмаш,
МГТУ им. Н.Э. Баумана

Поступила в редакцию 14/IX 1993

УДК 621.45:662.614.2:534.222.2

С.А. Ждан, В.В. Митрофанов, А.И. Сычев

ВЕЛИЧИНА РЕАКТИВНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ВЗРЫВА ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Выполнены измерения и расчеты реактивного импульса от взрыва ацетилено-кислородной смеси в цилиндрической камере. Заряд газовой смеси находился у закрытого торца и заполнял всю длину камеры или часть ее, при этом в остальной части оставался воздух. При изменении отношения длин камеры и заряда от 1 до 7—10 удельный импульс детонационного взрыва смеси возрастает от 160 до 500—540 с. В случае топливно-воздушных смесей расчетный удельный импульс на единицу массы смеси в несколько раз ниже, а на единицу массы горючего выше.

В реактивных двигателях потенциальная химическая энергия топлива превращается в тепловую (в камере сгорания) и затем в кинетическую энергию стационарной струи продуктов (в сопле). При этом удельный реактивный импульс I — сила тяги, отнесенная к секунднему расходу топлива, ограничивается сверху величиной

$$I_0 = \sqrt{2\Delta H},$$

где ΔH — разность удельных энтальпий топлива и продуктов сгорания в пределе их бесконечного изэнтропического расширения.

При метании тела (пластины) взрывом слоя конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) происходят аналогичные процессы преобразования энергии и производства реактивного импульса, но в существенно нестационарном варианте. Согласно [1, 2] для плоского слоя мощных ВВ передаваемый телу импульс

$$I_1 \approx 0,3D \approx 0,85I_0,$$

где D — скорость детонации ВВ. Уменьшение I_1 по сравнению с I_0 объясняется появлением в нестационарном процессе бесполезной для производства

© С.А. Ждан, В.В. Митрофанов, А.И. Сычев, 1994

импульса кинетической энергии разлетающихся продуктов относительно их центра инерции. В процессе расширения продуктов мгновенного взрыва в вакуум относительные потери импульса за счет нестационарности слабо зависят от показателя изоэнтропы расширения k , изменяясь в интервале 13—20 % при $k = 3,0 \div 1,0$ [1].

В работе [3] рассматривались перспективы использования периодических взрывов порций ВВ в специальных реактивных двигателях для движения в плотных атмосферах планет. Показано, что импульс, передаваемый телу при взрыве заряда конденсированного ВВ на дне конической или цилиндрической полости, в определенных условиях существенно растет при увеличении плотности внешней атмосферы, хотя в общем случае эта зависимость неоднозначная и для атмосферы с высокой скоростью звука эффект может менять знак. Появилась информация [4] также о возможном использовании взрывов топливно-воздушных смесей в специальных двигателях летательных аппаратов для земной атмосферы. Однако количественные данные об эффективности таких двигателей в литературе отсутствуют.

В данной работе ставилась задача определить величину реактивного импульса, которую может передавать телу детонационный взрыв газовой топливной смеси.

Эксперимент

Взрывная камера — это стальная цилиндрическая труба диаметром $2r_0 = 0,107$ м, закрытая торцевой стенкой с одного конца. Она состояла из нескольких секций, набором которых можно было менять ее общую длину L от 0,125 до 1,00 м. Заряд горючей газовой смеси размещали у закрытого конца камеры и отделяли от остального объема лавсановой диафрагмой толщиной 50 мкм. Использовались заряды длиной $L_0 = 0,125$ или 0,250 м.

Через торцевую стенку по оси в камеру входила инициирующая трубка (ИТ) внутренним диаметром 4 мм, через которую перед опытом форвакуумным насосом удаляли воздух, затем камеру заполняли горючей смесью. Детонацию возбуждали в ИТ воспламенением смеси нагретой электротокком проволокой с последующим самопроизвольным переходом горения в детонацию на пути ~ 5 м до входа в камеру. Конец трубки вдвигали в камеру на некоторое расстояние x_1 от торца, которое можно было менять. Таким образом менялось положение точки инициирования детонации в заряде.

Для достижения большей стабильности инициирования в зоне выхода волны из ИТ на расстоянии ~ 10 мм от среза устанавливали отражатель в виде диска диаметром 15 мм. опыты проводили со смесью $C_2H_2 + 2,5 O_2$ при атмосферном давлении. Хотя диаметр ИТ больше критического диаметра ($d_c = 2 \div 3$ мм) для инициирования сферической детонации в этой смеси [5], в отсутствие отражателя наблюдался значительный статистический разброс результатов опытов.

Импульс от взрыва смеси измеряли методом баллистического маятника. Для этого камеру подвешивали на тонких стальных струнах в горизонтальном положении. Высота точек закрепления над центром масс $h = 3,4$ м. Чтобы не мешать движению, перед входом в камеру ИТ содержала разъединительное звено из вакуумного шланга, которое сбрасывалось детонационной волной. Масса сборки $m_1 = 6,5 \div 13$ кг. В каждом опыте измеряли максимальное горизонтальное отклонение l устройства после взрыва по длине протяжки тонкой нити, прикрепленной к камере. Экспериментальное значение удельного импульса в секундах, переданного камере продуктами детонации, определяли по формуле

$$i_{\text{exp}} = \frac{m_1 u_1}{m_0 g} = \frac{m_1}{\rho_0 V_0} l \sqrt{gh}, \quad (1)$$

следующей из закона сохранения энергии для маятника, где u_1 — начальная скорость подвешенной экспериментальной сборки; m_0, ρ_0, V_0 — масса,

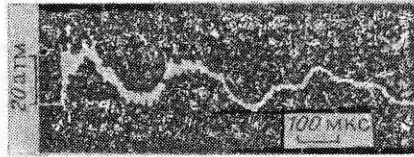


Рис. 1. Осциллограмма давления на торце камеры ($x = 0, r = 35$ мм) при $L = L_0 = 0,25$ м, $x_1 = 0$.

плотность и объем горючей смеси в камере; g — ускорение свободного падения.

Величина отклонения составляла 20—60 см, что позволяло определять приобретаемый импульс с точностью 2—3 %. При взрыве куски диафрагмы выбрасывались из трубы вместе с газом, а отношение массы диафрагмы к массе короткого заряда составляло $\sim 0,5$, что необходимо принимать во внимание при анализе результатов.

Таблица 1

Вариант	$L_0, \text{м}$	$\frac{L}{L_0}$	$\frac{x_1}{L_0}$	$I_{\text{exp}}, \text{с}$	$I_{\text{cal}}, \text{с}$	$I_1^{\text{max}}, \text{с}$	$I_1^{\text{min}}, \text{с}$	$\frac{L_0}{r_0}$
1	0,25	1	0	198 ± 3	163,2	175	162,9	4,67
2	0,25	1	0,5	196 ± 3	158	170	157,6	4,67
3	0,25	1	1	194 ± 3	—	—	—	4,67
4	0,25	2	0	250 ± 5	245	258	243	4,67
5	0,25	2	1	245 ± 5	226	239	224	4,67
6	0,25	3	0	315 ± 5	307	322	305	4,67
7	0,25	4	0	375 ± 5	364	377	359	4,67
8	0,125	1	0	198 ± 5	160	179	158	2,335
9	0,125	2	0	—	232	258	231,6	2,335
10	0,125	3	0	300 ± 10	295	321	294,9	2,335
11	0,125	5	0	415 ± 10	391	417	388	2,335
12	0,125	7	0	505 ± 10	465	491	457	2,335
13	0,125	10	0	—	540	573	528	2,335
14	—	1	0	—	—	203	176	1,0
15	—	4	0	—	—	407	310	1,0
16*	—	8	0	—	—	538	373	1,0
17*	—	8	0	—	97	204	64	1,0

* Расчет для ацетилено-воздушной смеси.

В части опытов измеряли также давление на торцевой стенке камеры с помощью пьезодатчика и осциллографа С8-17. Датчик устанавливали на расстоянии 35 мм от оси камеры. Типичная осциллограмма представлена на рис. 1. В табл. 1 приведены средние значения удельного импульса I_{exp} и максимальные отклонения от среднего, определенные по результатам 3—4 опытов при каждом наборе исходных данных.

Численное моделирование

С целью получения более полной информации о динамике процессов, протекающих при взрыве в камере, проведено численное моделирование возникающего течения в двумерной осесимметричной постановке. Динамика поведения газа — продуктов детонации и воздуха — описывалась нестационарными уравнениями газовой динамики [6]:

$$\begin{aligned}
 (\rho r)_t + (\rho ur)_x + (\rho vr)_r &= 0, \\
 (\rho ur)_t + [(\rho u^2 + p)r]_x + (\rho uvr)_r &= 0, \\
 (\rho vr)_t + (\rho uvr)_x + [(\rho v^2 + p)r]_r &= p, \\
 (Er)_t + [(E + p)ur]_x + [(E + p)vr]_r &= 0,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$E = \rho(e + q^2/2), \quad e = p/(k-1)\rho + e_x, \quad q^2 = u^2 + v^2, \\ e_x = \bar{E}_d(1/\mu - 1/\mu_{\max}), \quad p = \rho R_0 T/\mu;$$

x, r — цилиндрические координаты, которым соответствуют компоненты скорости u, v ; p, ρ, T, k — давление, плотность, температура, изэнтропический показатель соответственно; R_0 — газовая постоянная; \bar{E}_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; $\mu, \mu_{\min}, \mu_{\max}$ — молекулярные массы смеси в текущем, в предельно диссоциированном и рекомбинированном состояниях соответственно. Учитывалась диссоциация и рекомбинация продуктов детонации по уравнению химического равновесия [7]

$$\frac{\rho}{\mu} \frac{\mu_{\min}(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{\mu - \mu_{\min}} \exp \frac{\bar{E}_d}{R_0 T} = \text{const.} \quad (3)$$

Для численного решения уравнений вся расчетная область разбивалась на четырехугольные ячейки. Причем сетка в камере сгорания до момента выхода детонационной волны (ДВ) на границу раздела сред была подвижной, а после выхода стабилизировалась. Поведение газа вне камеры рассматривалось в ограниченной области, объем которой $\approx 10^3$ объема камеры, т.е. при $r = R$ ($R \approx 10 \div 15r_0$) принимались невозмущенными параметры атмосферы. Все переменные из системы газодинамических уравнений обезразмеривались делением на начальные параметры соответствующей размерности: $p_0, \rho_0, L_0, u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}, L_0/u_0$. Численный алгоритм основывался на методе Годунова [6] распада произвольного разрыва.

Расчеты выполнены при детонации ацетилено-кислородной смеси ($C_2H_2 + 2,5 O_2$) с начальными данными: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1,238$ кг/м³, температура $T_0 = 298,15$ К, $u_0 = 286$ м/с, скорость детонации $D_1 = 2424$ м/с, параметры на фронте ДВ: $p_1 = 34,135, \rho = 1,8568, u_1 = 3,908, T_1 = 4200$ К [7]. Инициирование детонации принималось плоским при $x = x_1 \in [0, L_0]$. Начальное распределение параметров в окрестности $X = X_1$ бралось из автомодельного решения [1].

В процессе счета определялась безразмерная сила $F(t)$, действующая на торцевую стенку камеры сгорания, и импульс $J(t)$:

$$F(t) = \frac{f(t)}{\pi r_0^2 p_0} = \int_0^{r_0} [p(0, r, t)/p_0 - 1] dr^2/r_0^2, \quad J(t) = \int_0^t f(t') dt'$$

Зависимость реактивной силы в цилиндрических камерах от времени при $L_0/r_0 = 4,67$ приведена на рис. 2. Видно, что в рассматриваемом динамическом процессе сила тяги немонотонна, более того, она знакопеременна. На ранней стадии истечения продуктов детонации из камеры F убывает со временем, в некоторый момент становится отрицательной и достигает минимума, затем опять проходит через нуль в область положительных значений. Знакопеременность F от времени означает, что импульс $J(t)$, а следовательно, и удельный импульс $I(t) = J(t)m_0^{-1}g^{-1}$ — функции немонотонные.

Зависимость $I(t)$ для ряда значений L/L_0 приведена на рис. 3. Видно, что удельный импульс достигает макси-

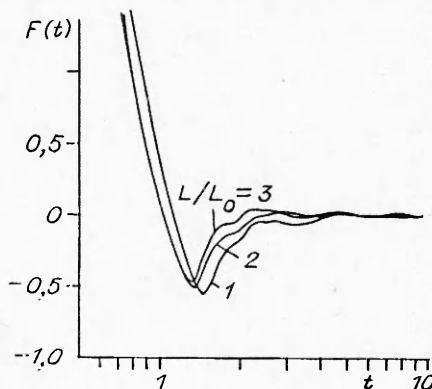


Рис. 2. Зависимость реактивной силы от времени в безразмерных переменных (расчет).

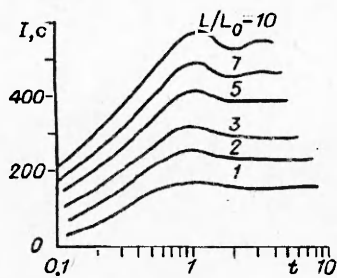


Рис. 3. Зависимость импульса на единицу массы смеси от безразмерного времени (расчет).
 $L_0/r_0 = 2,335, x_1 = 0$, смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$.

мального значения I_1^{\max} , потом, убывая, проходит через минимум I_1^{\min} , а затем слабо колеблется со временем с затухающей амплитудой. Асимптотические расчетные значения I_{cal} , а также I_1^{\max} , I_1^{\min} , вместе с имеющимися экспериментальными величинами I_{exp} приведены в табл. 1. В расчетах параметры L/L_0 и L_0/r_0 варьировались в более широких пределах, чем в эксперименте. Для выяснения влияния состава смеси рассчитан вариант для стехиометрической ацетилено-воздушной смеси с параметрами: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1,174$ кг/м³, $D_1 = 1864$ м/с, $p_1 = 1,913$ МПа, $\rho_1 = 1,818$ кг/м³, $T_1 = 3114$ К. Соответствующие эксперименты с топливно-воздушными смесями не проводились, так как они требовали существенно больших размеров камеры.

Методом численного моделирования исследовалось также влияние формы камеры. При фиксированной безразмерной длине (глубине) $L/r_0 = L_0/r_0 = 1$ проанализированы камеры детонационного сгорания: цилиндрическая, усеченный конус ($r = 0,2r_0$ при $x = 0$) и полусфера. Детонационная волна распространялась от дна камеры. В указанных условиях цилиндрическая камера дает наибольший импульс.

Анализ и обсуждение результатов

Данные рис. 3 и табл. 1 показывают, что наибольшее влияние на удельный импульс газового взрыва оказывает параметр L/L_0 . Природа этой зависимости понятна: чем больше это отношение, тем большая суммарная масса газа ($m_0 + m_a$) — продуктов взрыва и воздуха — разгоняется в камере энергией взрыва. Как следует из элементарной механики, тем сильнее будет и импульс, если только приблизительно подобно изменится распределение скоростей по движущимся массам. В действительности, при изменении L/L_0 подобия движения, конечно, нет, и как показали результаты аналогичного исследования с конденсированными ВВ [3], импульс может меняться сложным образом. В данном случае эксперимент дал почти линейный рост импульса в интервале $L/L_0 = 1 \div 7$. Систематическое превышение экспериментальных величин над асимптотическими расчетами, достигающее 20 % при $L/L_0 = 1$, вполне объясняется дополнительной массой диафрагмы m_d , ускорявшейся вместе с газом ($m_d/m_0 = 0,5$ при $L_0 = 0,125$ м). С ростом L/L_0 доля диафрагмы в общей разгоняемой взрывом массе вещества падает, и различие между величинами I_{exp} и I_{cal} также уменьшается.

Очевидно, при $L/L_0 \rightarrow \infty$ рост импульса ограничен. Представляет интерес его предельное значение I_∞ . Для взрыва заряда любого вещества в воздухе в полубесконечной трубе аналитическое выражение I_∞ приведено в [1]. Легко получить также несколько более общую формулу для импульса в пределе $t \rightarrow \infty$ от взрыва в бесконечном круговом конусе

$$I_\infty(\theta_1) = (k_a - 1) \frac{E_{ef}}{c_a m_0} \cos^2 \left(\frac{\theta_1}{2} \right), \quad (4)$$

где $E_{ef} = E_0 - E_p + p_a(V_p - V_0)/(k_a - 1)$ — полная энергия, переданная из очага взрыва на «бесконечность» ($R \rightarrow \infty$) излучаемой волной, имеющей конечную длину $\lambda \ll R$; k_a, c_a, p_a — показатель адиабаты, скорость звука и давление невозмущенной атмосферы в конусе; θ_1 — его угол полураствора; E_0, V_0 — полная внутренняя энергия и объем заряда; E_p, V_p — то же для

Таблица 2

Смесь	$\frac{E_0 - E_p}{\rho_0 V_0}$	$\frac{V_p}{V_0}$	$\frac{E_{ef}}{\rho_0 V_0}$	$\frac{\rho_0}{\rho_a}$	I_∞, c	I'_∞, c
$H_2 + 0,5 O_2$	19,355	7,432	35,434	0,4148	861,6	7699
$CH_4 + 2 O_2$	35,658	11,047	60,775	0,9217	665,0	3316
$C_2H_2 + 2,5 O_2$	43,116	12,411	71,645	1,0483	689,3	2792
$CH_4 + \text{воздух}$	11,479	5,011	21,507	0,9576	226,5	3901
$C_2H_2 + \text{воздух}$	12,941	5,365	23,854	0,9914	242,7	3441

продуктов взрыва после расширения до состояния покоя. Соотношение (4) получается в результате интегрирования по углу $\theta \leq \theta_1$ выражений в элементарном объеме полярных координат внутри волны избыточной внутренней энергии $(k_a - 1)^{-1}(p - p_a)r^2 \sin \theta dr d\varphi d\theta$ и осевой проекции импульса $\rho_a u \cos \theta dV = (p - p_a)c_a^{-1} \cdot r^2 \cos \theta \sin \theta dr d\varphi d\theta$ (на больших расстояниях кинетической энергией, пропорциональной u^2 , можно пренебречь). Выражение (4) годится для бесконечного конуса с усеченной вершиной, поэтому при $\theta = 0$ оно дает предельное значение для цилиндрической камеры $I_\infty(0) = I_\infty$. Отметим, что при взрыве полусферического заряда на жесткой безграничной плоскости последняя получает полный импульс $I_\infty(\pi/2) = 0,5I_\infty$.

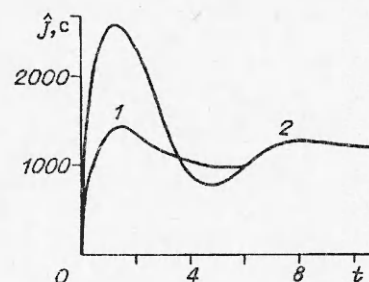
В табл. 2 приведены значения I_∞ и параметры, которые их определяют, для нескольких стехиометрических смесей. Величины E_p и V_p получены из расчета расширения продуктов детонации вдоль изоэнтропы из точки Чепмена—Жуге до $p_0 = p_a$ с учетом химически равновесного изменения состояния по уравнению (3). Кроме удельного импульса на единицу массы взрывчатой смеси I_∞ даны также удельные импульсы на единицу массы горючего I'_∞ . Последние в топливно-воздушных смесях выше, в то время как первые, естественно, выше в топливно-кислородных смесях. Точно так же для топливно-воздушных смесей удельный импульс на единицу массы горючего выше и при конечных отношениях L/L_0 (рис. 4).

По данным работы [8], в сопле Лавала (стационарное истечение) при отношении давления в камере к давлению на срезе расчетного сопла $p_c/p_a = 20 \div 100$ для ацетилено-кислородной смеси $I = 280 \div 320$ с. При $L/L_0 < 3$ рассмотренный нестационарный взрывной процесс дает меньший импульс. Однако, если $L/L_0 > 3$, преимущество по импульсу оказывается за взрывным сжиганием топлива (см. табл. 1, рис. 3). И при $L/L_0 \rightarrow \infty$ (см. табл. 2) удельный импульс от взрыва топливно-воздушной смеси I'_∞ в расчете на единицу массы топлива приблизительно такой же, как для лучших воздушно-реактивных двигателей при нулевой скорости полета [8].

Отношение L_0/r_0 при фиксированном L/L_0 также влияет на величину импульса (см. табл. 1). Хотя расчеты выполнялись только при трех значениях L_0/r_0 , видно, что зависимость от этого параметра немонотонная: имеется минимум в окрестности $L_0/r_0 \approx 2$. Причины роста импульса при $L_0/r_0 < 2$ ясны: при малых значениях этого параметра и фиксированном L/L_0 уменьшается также L/r_0 , следовательно, снижается влияние боковой поверхности камеры и увеличивается относительная масса воздуха вне камеры, вовлекаемого в движение.

Рис. 4. Расчетная зависимость импульсов на единицу массы горючего от безразмерного времени для ацетилено-кислородной (1) и ацетилено-воздушной смеси (2).

$$L/L_0 = 8, L_0/r_0 = 1, x_1 = 0.$$



При $L_0/r_0 > 2$, по-видимому, играют роль более сложные процессы колебаний в камере после взрыва, которые детально не исследовались.

Обращает на себя внимание тот факт, что величина импульса в точке первого максимума I_1^{\max} существенно выше асимптотической величины I_{cal} (до 2 раз, см. вариант 17 табл. 1, рис. 3 и 4). Причем снижается импульс после прохождения точки максимума в отрицательной фазе избыточного давления ($p - p_a$) у торца камеры (см. рис. 2). В случае использования взрывного сжигания топлива в реактивных двигателях, очевидно, представляют интерес поиски путей ликвидации или уменьшения отрицательной фазы.

Экспериментальные измерения в пределах их точности (2—3 %) не обнаруживают влияния места инициирования на величину импульса, хотя имеется слабая тенденция к ее уменьшению при удалении точки инициирования от дна камеры (опыты 1—5 в табл. 1). Численный расчет дает совершенно отчетливое уменьшение импульса при таком переходе, достигающее 9 % (варианты 4 и 5). Причина такого различия между расчетом и экспериментом, возможно, связана с тем, что в экспериментах детонационная волна инициировалась в малой области на оси камеры, в расчетах — на всей плоскости, перпендикулярной оси.

Заключение

В работе экспериментально и численно найдены значения реактивного импульса, который может быть получен при однократных или повторяемых независимых детонационных взрывах газовой топливной смеси в камерах без сопла (типа цилиндра с одним открытым концом).

Установлено, что удельный импульс газового заряда, сообщаемый камере взрывом, сильно зависит от отношения длин камеры и заряда L/L_0 . При $L/L_0 > 3$ он становится больше, чем при стационарном истечении из камеры сгорания через сопла Лавала с расширением по давлению 20—100. При $L/L_0 \rightarrow \infty$ предельный удельный импульс I'_∞ на единицу массы горючего в топливно-воздушной смеси может конкурировать с аналогичной величиной в покоящемся турбореактивном двигателе.

Наиболее выгодное положение точки инициирования с точки зрения получения наибольшего импульса — у дна камеры, хотя количественно это влияние не очень существенно (меньше 10 %).

Для $L_0/r_0 \leq 1$ удельный импульс растет с уменьшением этого параметра при фиксированном L/L_0 . При детонации достаточно тонкого слоя топливной смеси на поверхности тела удельный импульс должен приближаться к той же предельной величине I'_∞ .

Требуют дальнейшего изучения процессы колебаний и обмена газов в детонационной камере, в частности, поиски путей компенсации отрицательной фазы давления для увеличения импульса при ограниченных размерах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 93-013-17360.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Гостехиздат. 1955. — 804 с.
2. Погорелов А.П., Глушак Б.Л., Новиков С.А. и др. О зависимости импульса отдачи от жесткости преграды в режиме скользящей детонации // ФГВ. — 1977. — № 5. — С. 771—774.
3. Back L.H., Dowler W.L., Varsi G. Detonation propulsion experiments and theory / AIAA Journal. — 1983. — V. 13, No. 10. — P. 1418.
4. Scott W.B. Renewed Interest in Pulsed Engines May Be Linked to "Black" Aircraft / Aviation Week & Space Technology. — Oct. 28, 1991, p. 68—69.
5. Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчий М.Е. Детонационные волны в газах // ФГВ. — 1987. — № 5. — С. 109—131.

6. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976. — 400 с.
7. Николаев Ю.А., Фомин П.А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // ФГВ. — 1982. — 18, № 1. — С. 66—72.
8. Алемасов В.Е. Теория ракетных двигателей. — М.: Оборонгиз, 1962. — 476 с.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 14/XII 1993

УДК 534.222.2

Л.Н. Акимова, Л.Н. Стесик

ДЕТОНАЦИЯ СМЕСЕЙ БИСТРИНITРОЭТИЛНИТРАМИНА С УГЛЕРОДОМ

Определена зависимость скорости детонации от плотности заряда бистринитроэтилнитрамина и его стехиометрических смесей с углеродом (сажа, графит с различным размером частиц). Характерная черта зависимостей для смесей VTNENA с углеродом — излом, положение которого соответствует следующим значениям плотностей заряда, г/см³: 1,43 для смесей с сажой, 1,15 и < 0,4 г/см³ — смесь с графитом (размер частиц 10⁻³ см), 5,6·10⁻³ см соответственно). Дается трактовка экспериментальным результатам.

Проблема химического превращения вещества в детонационной волне продолжает привлекать внимание исследователей. Один из ее аспектов — гетерогенная реакция при детонации смесевых ВВ, в которых один компонент, разлагаясь, поставяет газообразный окислитель, а другой — твердое горючее (например, аммонал). Именно об окислении алюминия при детонации алюминийсодержащих ВВ нет единого мнения до настоящего времени. В работе [1] приведены результаты исследования скорости детонации смесей бистринитроэтилнитрамина (обозначенного в [2] VTNENA) с 10 % алюминия. Бистринитроэтилнитрамин имеет формулу C₄H₄O₁₄N₈, ΔH_{f,298}⁰ = -28,0 кДж/моль, положительный кислородный баланс [3]. Стехиометрическое содержание алюминия в смеси 15,6 %.

На основании экспериментальных данных в [1] сделан вывод, что доля сгорающего в зоне реакции детонационной волны алюминия возрастает от 3 до 15 % при увеличении плотности заряда ρ от 1,53 до 1,85 г/см³. Следовательно, алюминий в основной части не успевает прореагировать в зоне реакции из-за относительно медленной гетерогенной реакции окисления частиц Al.

В связи с изложенным представляет интерес исследование других смесей на основе VTNENA, при детонации которых реакция частично проходит по гетерогенному механизму. Положительный кислородный баланс VTNENA дает возможность исследовать поведение углерода в смеси с ним на основе измерения скоростей детонации.

В настоящей работе измерены скорости детонации D смесей VTNENA с углеродом различной дисперсности в зависимости от ρ. Все составы рассчитаны на нулевой кислородный баланс, что соответствует содержанию углерода 5,8 %. Характеристики углерода в виде графита и технического углерода (сажи) даны в табл. 1.

Размер частиц d сажи определяли электронным микроскопом, графит I — под оптическим микроскопом, графит II представляет собой фракцию между ситами с размерами ячеек 50 и 63 мкм. Поскольку частицы графита имеют вид чешуек, указанные в табл. 1 величины соответствуют их наибольшему размеру. Наименьшие размеры частиц, которые и определяют время их горения, измерить не удалось.

Основная серия опытов проведена с зарядами диаметром 15 мм. Образцы с насыпной плотностью имели стеклянные оболочки. Заряды их прессованных таблеток помещались в плотно прилегающие целлофановые обо-

© Л.Н. Акимова, Л.Н. Стесик, 1994