

АДИАБАТИЧЕСКОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗА В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Г. Н. Крижун, В. В. Насонов, А. Ю. Поганов
Е. М. Черных, О. В. Лакатов

(Воронеж)

Самовоспламенение ацетилен и ацетилено-кислородных смесей в результате их адиабатического сжатия движущимся поршнем в закрытой трубе, где масса сжимаемого газа оставалась постоянной, изучено в работе [1].

Представляет интерес изучить возможности самовоспламенения горючего газа, масса которого в процессе сжатия уменьшается вследствие его вытекания из камеры сжатия. Такая ситуация встречается практически при эксплуатации огнепреграждающих защитных устройств (с отсечным клапаном). Цель настоящей работы — определение интервалов изменения и критических значений начального объема, параметров сжатия и истечения горючего газа, при которых возможно его самовоспламенение в полузамкнутой камере.

Рассмотрим процесс сжатия горючего газа, протекающего через камеру сжатия (рис. 1), мембраной, перемещающейся под действием динамической нагрузки взрыва газа над ней. Перемещение мембраны x может быть ограничено конструктивно ходом Δ . Это обстоятельство и наличие истечения понижают степень сжатия и температуру газа.

Примем следующие допущения:

1. Во время движения мембраны давление p_v над ней неизменно; упругая сила восстановления мембраны пропорциональна ее перемещению; силой вязкого сопротивления движению мембраны и газа можно пренебречь.

2. Теплообмена с окружающей средой нет; уменьшение внутренней энергии газа происходит лишь за счет истечения.

3. Период индукции принимается равным нулю, следовательно, воспламенение газа происходит сразу, как только температура его сравняется с температурой вспышки при адиабатическом сжатии.

Для расчета адиабатического сжатия газа запишем уравнение движения мембраны

$$m\ddot{x} = (p_v - p)s - cx \quad (1)$$

и первый закон термодинамики адиабатического процесса сжатия газа и очищения камеры [2]

$$V\dot{p} + kp\dot{V} + kRTG = 0. \quad (2)$$

Считая процесс истечения квазиустановившимся, так что в каждый момент времени выполняется уравнение Бернулли для переменного расхода, получим

$$G = k\mu f \frac{p}{\sqrt{RT}} \varphi(y), \quad (3)$$

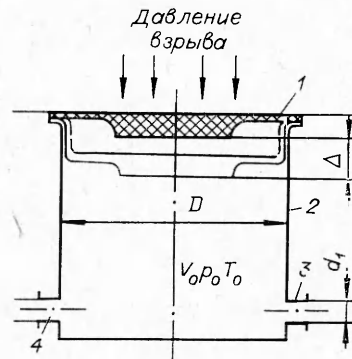
где

$$y = \frac{p_1}{p}, \quad \varphi(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{y^{\frac{2}{k}} - y^{\frac{k+1}{k}}}}, & y_* < y \leq 1, \\ \sqrt{\frac{2}{y_*^{\frac{2}{k}} - y_*^{\frac{k+1}{k}}}}, & 0 \leq y \leq y_* = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k+1}}. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь и в дальнейшем приняты следующие обозначения: p_0, p — начальное и текущее давление газа в камере сжатия; p_v — давление взрывной волны над мембраной; p_1 — давление внешней среды, в которую происхо-

Рис. 1. Камера сжатия газа.

1 — резиновая мембрана; 2 — корпус камеры; 3 — газоподводящий патрубкок; 4 — газоподводящий патрубкок.



дит выхлоп газа; T_0, T — начальная и текущая абсолютные температуры газа; V_0, V — начальный и текущий газы объемы в камере сжатия; t — время; x, s, m, c — перемещение (прогиб), площадь, масса и жесткость мембраны; f — площадь выхлопного отверстия; G — расход газа, вытекающего из камеры; $\mu = 0,8$ — коэффициент расхода; R — газовая постоянная; k — отношение теплоемкостей.

Для квазиустановившегося процесса истечения объем полости можно считать постоянным на бесконечно малом интервале времени (но разным для разных моментов времени), а процесс выравнивания температуры равновесным, так что в каждый момент времени выполняется уравнение изоэнтропы

$$T/T_0 = (p/p_0)^{(k-1)/k}.$$

Полагая $p_0 = p_1$, получим вместо последнего соотношения

$$T/T_0 = (1/y)^{(k-1)/k}. \quad (5)$$

Перемещение мембраны и объем связаны геометрическим соотношением

$$x = (V_0 - V)/s. \quad (6)$$

Вводя безразмерные переменные $\psi = V/V_0$ и $\tau = t/t_0$, где $t_0 = V_0/\mu f \cdot \sqrt{(k-1)/2kgRT_0}$, преобразуем систему (1)–(6)

$$d^2\psi/d\tau^2 = B(1 - \psi) - A(D - 1/y), \quad (7)$$

$$dy/d\tau = k \cdot y/\psi [d\psi/d\tau + (1/y)^{(k-1)/2k} \varphi(y)], \quad (8)$$

где $A = \frac{p_0 s^2 (k-1)}{2m\mu^2 f^2 kgRT_0} V_0$; $B = \frac{c(k-1)}{2m\mu^2 f^2 kgRT_0} V_0^2$; $D = p/p_0$.

Решение системы дифференциальных уравнений (7), (8) выполнялось при начальных условиях $\tau = 0, \psi = 1, d\psi/d\tau = 0, y = 1$ численным методом Рунге — Кутта на ЭВМ «Наири-2». Стандартная программа предусматривает, что правые части уравнений должны быть записаны с помощью однозначного арифметического оператора. Поэтому функция (4) аппроксимировалась полиномом четвертой степени, который, в частности, для $k = 1,32$ имеет вид

$$\varphi(y) \cong -1,8496y^4 + 2,6748y^3 - 1,2290y^2 + 0,1785y + 0,2309.$$

Погрешность аппроксимации не превышала 3%.

Расчет проводился для ацетилено-кислородной стехиометрической смеси (30% $C_2H_2 + 70\% O_2, k = 1,32$). Исходные данные: диаметр цилиндрической газовой камеры 70 мм, диаметр выхлопного отверстия 7 мм, начальный объем газа V_0 указан в таблице, $\Delta = 0,2 \div 16$ мм, $m = 0,015$ кг, $c = 2,6$ кг/с, $p_0 = 1,35$ кг/см², $p_b = 20 \div 50$ кг/см², $T_0 = 293$ К. Вспышка смеси при адиабатическом сжатии ($p_0 = 1$ кг/см² и $T_0 = 293$ К) происходит при 563 К [1]. С ростом начального давления температура вспышки уменьшается. В работе [3] показано, что при увеличении давления на 1 кг/см² температура вспышки эквиволярной смеси (50% $C_2H_2 + 50\% O_2$) падает на 30–40°. Принимая такую же закономерность для стехиометрической смеси, покажем, что температура вспышки при $p_0 = 1,35$ кг/см² ориентировочно равна 549–553 К (в расчете принято значение 550 К). Значения A, B, t_0 в зависимости от V_0 представлены

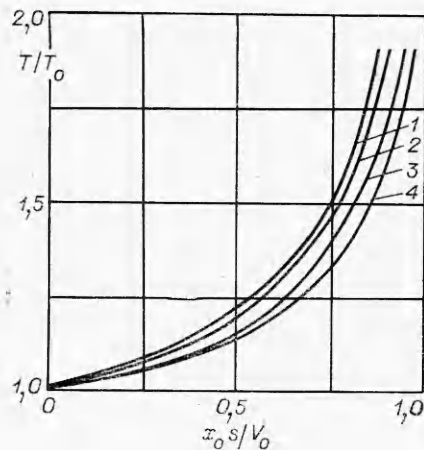


Рис. 2. Зависимость температуры сжатого газа от перемещения мембраны.

V_0 , см³: 1, 2—100, 3, 4—5; $p_в$, кг/см²: 1, 3—50, 2, 4—20.

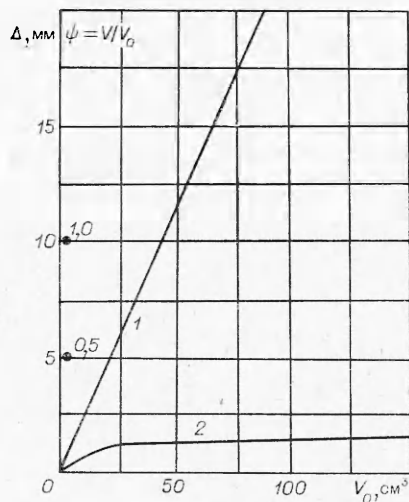


Рис. 3. Зависимость Δ_* (1) и ψ_* (2) от начального объема сжимаемого газа.

давления, массы и упругих свойств мембраны. Уравнение этой прямой записывается в виде

$$\Delta_* = 0,87 \cdot V_0 / s. \quad (9)$$

Здесь $s = 38,5$ см², а Δ_* выражено в сантиметрах. К этому же результату приводит асимптотическое решение уравнения (8), если учесть, что второе слагаемое правой части (8) мало по сравнению с первым (рис. 4) и им можно пренебречь, тогда получим $dy/y = kd\psi/\psi$. Интегрирование этого уравнения при начальных условиях $y = 1$, $\psi = 1$ приводит к соотношению $y = \psi^k$. При температуре вспышки 550 К с учетом (5) следует $y_* = 0,0744$, $\psi_* = y_*^{1/k} = 0,14$, и, в соответствии с (6), критическое пере-

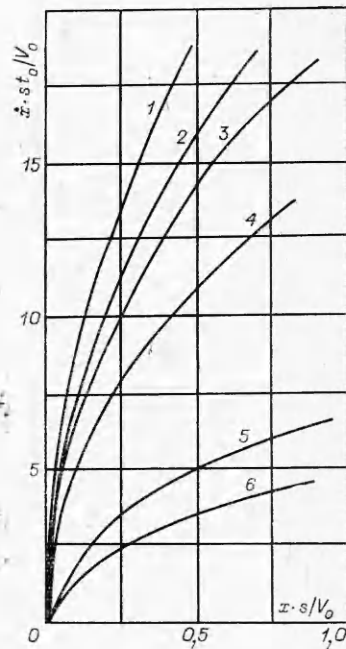


Рис. 4. Зависимость скорости мембраны от ее перемещения.

V_0 , см³: 1—150, 2—100, 3—75, 4—50, 5—10, 6—5.

в таблице. Расчет велся для двух вариантов: $D = 15$ и 37 , что соответствует давлениям взрыва 20 и 50 кг/см².

На рис. 2 представлена зависимость температуры сжимаемого газа от перемещения мембраны. С увеличением x температура монотонно возрастает и тем скорее, чем больше V_0 и $p_в$. На рис. 3 показаны зависимости от V_0 критического отношения $\psi_* = V_*/V_0$ и критического перемещения мембраны $x_* = \Delta_*$, соответствующих температуре вспышки 550 К. График функции $\Delta_*(V_0)$ прямолинеен и не зависит от взрывного

V_0 , см ³	A	B	t_0 , мкс
5	1	0,07	199,2
10	2	0,27	398,4
50	10	6,75	1992
75	16	15,2	2988
100	21	27,0	3984
150	31	60,75	5976
180	37	87,5	7171

мещение мембраны $x_* = V_0/s(1 - \psi_*) = 0,861V_0/s$, что с погрешностью $\sim 1\%$ совпадает с (9).

Поступила в редакцию
9/X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Эльнатов. Канд. дис. ГИАП, 1972.
2. Е. В. Герц, Г. В. Крейнин. Расчет пневмоприводов. М., Машиностроение, 1975.
3. Б. А. Иванов. Физика взрыва ацетилена. М., Химия, 1969.

ЛИНЕЙНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ЛАМИНАРНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

П. П. Лазарев, А. С. Плешанов
(Москва)

В рамках трактовки фронта пламени как гидродинамического разрыва в идеальной несжимаемой среде в [1, 2] показана абсолютная устойчивость фронта пламени по отношению к малым длинноволновым периодическим возмущениям его формы. Высказывалось предположение, что роль стабилизирующего фактора может играть зависимость нормальной скорости от кривизны фронта [3, 4]. Имеются экспериментальные данные, подтверждающие такую зависимость [5, 6] (см. там же библиографию). Можно показать, что такого рода зависимость эквивалентна введению некоторого поверхностного натяжения фронта $\alpha \sim j(u_2 - u_1)\delta_t$, где при обозначениях [3] $\delta_t = \chi/u_1$ — тепловая ширина фронта. Согласно [2, 3], учет α может приводить к стабилизации. С другой стороны, учет только диффузионно-тепловой природы пламени при невозмущенной гидродинамической картине течения в рамках приближенного анализа [7] давал тенденцию к устойчивости. В дальнейшем результаты [7] обобщены в [8] в рамках разложения по Re^{-1} вблизи решения [2] (учитывался член, пропорциональный Re^{-1}). В [9, 10] показано, что можно получить точное решение характеристического уравнения задачи как в модельном предположении [7] о величине нормального потока массы j , так и в случае точного выражения для вариации δ_j при исчезающем перепаде плотностей.

В данной работе диффузионно-тепловая задача объединяется с гидродинамической при произвольном перепаде плотностей и учете зависимости нормальной скорости пламени от кривизны его фронта. Исследование проводится в приближении Буссинеска, т. е. при уравнении состояния

$$\rho T = \text{const}, \quad (1)$$

где ρ — плотность; T — температура. Возмущения предполагаются малыми — линейная теория, что позволяет считать все коэффициенты переноса и теплоемкость постоянными и не учитывать корреляционные члены типа термодиффузии и диффузионной теплопроводности; теория также линейна относительно малого параметра кинетики Зельдовича RT/E , где E — энергия активации реакции горения (возможное обобщение приводится в [9]). Пламя предполагается плоским и свободным, т. е. не учитывается влияние стенок и силы тяжести, и речь идет, таким образом, о внутренней устойчивости самого пламени. В остальном параметры за-