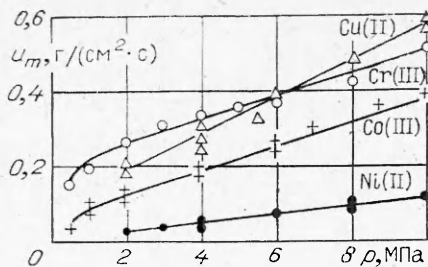


диаметре заряда 7 и 12 мм. Скорость горения остальных комплексов линейно увеличивалась в интервале давлений от 2 до 10 МПа (см. рисунок).

Интересно сопоставить скорости горения этилендиаминатов с ранее изученными родственными им аммиакатами [3—5]. Линейная зависимость u_m — p наблюдается также и у большинства аммиачных комплексов, однако они горят с большей скоростью, чем

этилендиаминаты тех же металлов. Меньшая скорость горения последних обусловлена более низкой теплотой их горения, так как в их молекулах содержится большой избыток горючего. Аммиакаты практически имеют нулевой кислородный баланс, а у этилендиаминатных комплексов тех же металлов он резко отрицательный (~60). Аммиакаты Cu(II), Co(III) и Ni(II) при 10 МПа горят в 1,4—1,8 раза быстрее соответствующих этилендиаминатов; скорость горения аммиаката хрома значительно выше и превосходит скорость горения этилендиамината хрома в 3,9 раза. Этот факт можно сопоставить с хорошо известным каталитическим действием соединений хрома на горение нитрата аммония.

Вспышке этилендиаминатов предшествует выделение белого дыма, указывающее на разложение солей. Сильный звуковой эффект и появление пламени наблюдались только при вспышке солей Cu и Cr. Температура задержки вспышки повышается от 283 до 315°C соответственно уменьшению теплоты горения в ряду этилендиаминатов Cr, Cu, Co, Ni.



Поступила в редакцию 25/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Preller. Explosivstoffe, 1964, 12, 8, 173.
2. Т. В. Jouner. Canad. J. Chem., 1969, 47, 14, 2729.
3. В. В. Горбунов, А. А. Шидловский, Л. Ф. Шмагин. ФГВ, 1971, 7, 4, 607.
4. В. В. Горбунов, Л. Ф. Шмагин. Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. Вып. XXXIII. М., 1974.
5. В. В. Горбунов, Л. Ф. Шмагин. ФГВ, 1972, 8, 4, 523.
6. D. D. Wagman, W. H. Evans. Technical Note 270—4. Washington, 1969.
7. М. Х. Карапетянц. Методы сравнительного расчета физико-химических свойств. М.: Наука, 1965.

УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ КЛИНА

Б. А. Буркаговский, Л. К. Гусаченко
(Новосибирск)

Неустойчивость, связанная с колебаниями формы горячей поверхности в камере с истечением, исследовалась в [1, 2]. При этом для случаев, когда конструкция камеры обеспечивает поверхности топлива форму конической выемки или конического выступа, анализ проводился при $t_n \rightarrow 0$ на том основании, что время пребывания в камере t_n много меньше характерного времени t_n изменения формы поверхности. Для клиновидной поверхности горения требуется учитывать конечность t_n . Выяснилось, что граница устойчивости проходит как раз при $t_n/t_n \ll 1$.

Клиновидную (в стационарном режиме) поверхность можно получить, выдавливая в камеру сгорания пастообразное топливо через щель со смазанными стенками (рис. 1). Аналогичная конструкция описана, например, в [3]. Форма $z(x)$ поверхности для топлива, выдавливаемого со скоростью $v_x(p)$ в камеру с давлением p через щель шириной $2H$ и

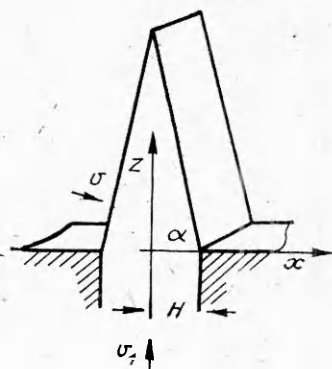


Рис. 1.

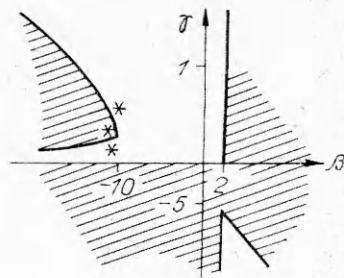


Рис. 2.

горящего по нормали со скоростью $v(p)$, описывается уравнением

$$\partial z / \partial t = v_1 - v \sqrt{1 + (\partial z / \partial x)^2}, \quad z(H, t) = 0. \quad (1)$$

Баланс массы M газа в камере имеет вид

$$\frac{dM}{dt} = M_+^* - M_-^*, \quad M \sim p. \quad (2)$$

Для сверхзвукового истечения расход

$$M_-^* \sim p. \quad (3)$$

Массовый газоприход пропорционален поверхности горения

$$M_+^* \sim v \int_0^H \sqrt{1 + (\partial z / \partial x)^2} dx. \quad (4)$$

Для исследования устойчивости система (1)–(4) была линеаризована в окрестности стационарного режима, для возмущений предполагалось $\Delta z(x, t) \sim \Delta p(t) \sim \exp(nt/t_n)$. Частотное уравнение имеет вид

$$1 + \gamma n - \beta \frac{1 - \exp(-n)}{2n} = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \gamma &= (t_K/t_n)/(1-v), \quad t_K = M/M^*, \\ t_n &= (H/v) [1 - (v/v_1)^2]^{-1/2}, \\ \beta &= 2(v_1 - v)/(1-v), \quad v = \frac{d \ln v}{d \ln p}, \quad v_1 = \frac{d \ln v_1}{d \ln p}. \end{aligned} \quad (6)$$

Область неустойчивости (где хотя бы один из корней (5) имеет $\text{Re}(n) > 0$) приведена на рис. 2 (заштрихована). Область устойчивости в четвертом квадранте означает, что при достаточно большом t_K/t_n процесс устойчивости даже при $v > 1$. Но область практически реализуемых значений γ, β расположена в нижней части второго квадранта. Например, при вытеснительной подаче $v_1 \sim p_1 - p, p_1 = \text{const}$. При $p_1/p = 1,5$ это дает $v_1 = -2$. Пусть $v = 0,5$, тогда по (6) $\beta = -10$. Возьмем $H = 0,3$ см, $v = -3$ см/с, $v/v_1 \ll 1, t_K = 5 \cdot 10^{-3}$ с, тогда по (6) $\gamma \approx 0,1$.

На рис. 2 вычисленные значения β, γ находятся вблизи границы устойчивости. Усилить устойчивость можно значительным увеличением t_K/t_n или p_1/p . Для оценки скорости затухания возмущений при малых t_K ниже приведены значения $\text{Re}[n(\beta)]$, полученные решением (5) при $\gamma = 0$. Что касается $\text{Im}(n)$, то период затухающих колебаний всюду близок к t_n .

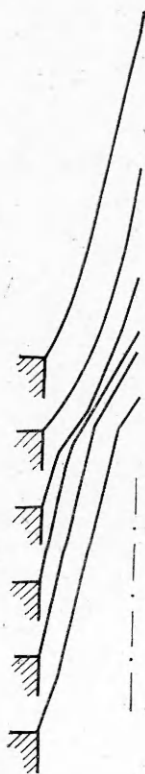


Рис. 3.

β	-20	-15	-10	-7	-3	-1	-0,5
$Re(n)$	-0,1	-0,2	-0,36	-0,54	-1,2	-2,2	-3,0

Нелинейная система (1)–(4) решалась численно при $\nu=0,5$; $d_{ст}=72^\circ$; $p_1/p_{ст}=1,5$. Для t_k/t_n взяты значения 0,05; 0,15; 0,30. Соответствующие этим данным точки отмечены на рис. 2. Расчет подтвердил наличие автоколебаний при $\beta=-10$, $\gamma=0,3$ и затухание начальных возмущений при $\beta=-10$, $\gamma=0,2$, $\gamma=0,6$. На рис. 3 показано изменение поверхности (при $t_k/t_n=0,15$) за один период колебаний.

Отметим, что начальная поверхность горения бралась в виде клина с углом, отличающимся на 10° от стационарного значения (давление при этом изменялось на $\approx 20\%$).

Поступила в редакцию 24/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Гусаченко.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
2. Л. К. Гусаченко. ПМТФ, 1973, 3.
3. G. Siegmund, J. Schaberger. Verfahren zum Betrieben eines Strahlantriebes. Josef Shaberger und Co. Gmb Н. Пат. ФРГ, кл. 46g, 1/05, (F02K), N 977738.

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ К ПОТОКУ СТОЯЧЕЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. А. Скляр, В. И. Фурлетов

(Москва)

Сведения о характере воздействия звука на скорость тепловыделения в пламени за стабилизатором представляют интерес в связи с изучением механизма вибрационного горения и задачей интенсификации процесса горения. Соответствующие данные в литературе отсутствуют. Влияние звуковых колебаний на скорость тепловыделения в плоских ламинарных пламенах, а также в коротких ламинарных и турбулентных струйных пламенах изучалось в [1–4].

Методика эксперимента. В работе использована горелка с внутренним каналом прямоугольного сечения (рис. 1). В конце горелки расположена измерительная секция с кварцевым окном. В ней на выходе из канала стояли V-образные стабилизаторы — центральный и два периферийных. В горелку поступала однородная бензино-воздушная смесь. Объектом исследования был начальный участок пламени за центральным стабилизатором; его длина $\approx 5h_c$ (h_c — высота полки центрального стабилизатора).

Для создания поперечной к потоку стоячей звуковой волны использовались два громкоговорителя 10 ГРД-5, расположенные друг против друга (см. рис. 1). Громкоговорители закреплены на общей подвижной раме. Перемещение рамы с громкоговорителями позволяло поместить центральный стабилизатор пламени в любую точку стоячей звуковой волны. Опыты проведены с одной частотой звуковых колебаний $f=1100$ Гц. Разница в уровнях звукового давления в пучности и узле давления составляла 19 дБ; отношение амплитуд бегущей и стоячей волн равно 0,13.

Положение стабилизатора в поле стоячей звуковой волны будем характеризовать координатой $2l/\lambda$ для средней линии между задними кромками стабилизатора. На рис. 2 горизонтальными отрезками прямой линии с длиной $2h_c/\lambda$ ($\lambda=328$ мм — длина звуковой волны) условно показаны положения стабилизатора, к которым относятся результаты опытов. Цифрами 1 и 2 у концов одного из отрезков помечены задние кромки стабилизатора, расположенные соответственно на положительной