

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Cabbage, M. R. Marshall. Pressures generated by explosions of gas-air mixtures in vented enclosures. 39-th Autumn research meeting, the Institute of gas engineers, 1973.
2. А. Н. Баратов, П. И. Коротких. Химич. промышленность, 1980, 2.
3. M. Sibulkin. Comb. Flame, 1980, 38, 3.
4. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
5. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, Л. Г. Михайлова. ФГВ, 1979, 15, 6.
6. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.

ГОРЕНИЕ ГАЗА В ЗАКРЫТЫХ СИСТЕМАХ ПЕРЕМЕННОГО ОБЪЕМА

В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко
(Новосибирск)

Под медленным горением будем понимать процесс, в котором скорость распространения пламени существенно меньше скорости звука. Такие процессы реализуются, например, при горении углеводородо-воздушных смесей в закрытых сосудах и в нормально работающих двигателях внутреннего сгорания. При медленном горении оправданы важные предположения: о равномерном распределении давления по объему сосуда и о малости кинетической энергии движущегося газа по сравнению с тепловой. Эти предположения позволяют при горении газа в закрытых сосудах «развязать» термодинамические и кинетические (газодинамические) процессы, а уравнения динамики сгорания разделить на термодинамические и кинетические. Первые определяют состояние газов, массу и объем продуктов горения как функции текущего давления и не зависят от типа пламени, направления его распространения, геометрии сосуда и ряда других факторов. В этом смысле термодинамические уравнения являются более общими по отношению к кинетическим, определяющим скорости распространения пламени, выгорания газа и другие характеристики.

Указанные аспекты подробно рассматривались на системах с постоянным объемом [1—3]. В задачах с переменным объемом возникает необходимость учета работы, совершаемой системой или над системой. Поскольку работа может быть соизмерима с тепловым эффектом реакции, то в рассматриваемых условиях должны существовать различные динамические режимы горения в зависимости от характера и величины совершаемой работы. Ниже рассматриваются термодинамические аспекты этой проблемы и некоторые иллюстративные примеры. Родственные вопросы процессов горения в двигателях внутреннего сгорания и ствольных системах исследовались во многих работах [4—8].

Уравнение для весовой доли продуктов горения

Рассмотрим медленное фронтальное горение газа в закрытой теплоизолированной системе, содержащей горючий газ и имеющей первоначальный объем V_i . Газ в состоянии p_i, T_i воспламеняется в момент $t = 0$. В результате химической реакции выделяется тепло и образуются продукты горения. Объем системы свежий газ — продукты горения V медленно изменяется по ходу горения (для конкретности считаем, что увеличивается).

Поскольку система совершает работу, то ее внутренняя энергия u , включающая тепловую и химическую составляющие, в момент t меньше энергии газа u_i при $t = 0$ на величину работы расширения:

$$u_i - u = \int_1^{\infty} p d\omega.$$

Так как для идеальных газов

$$u_i = \frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10},$$

$$u = \int_{n_1} \left(\frac{\Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} \right) dn_1 + \int_{n_2} \left(\frac{\Theta_2}{\gamma_2 - 1} + u_{20} \right) \frac{dn_2}{\mu_2},$$

то уравнение баланса энергии системы имеет вид

$$\frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} = \int_{n_1} \left(\frac{\Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} \right) dn_1 + \int_{n_2} \left(\frac{\Theta_2}{\gamma_2 - 1} + u_{20} \right) \frac{dn_2}{\mu_2} + \int_1^\omega \pi d\omega. \quad (1)$$

Здесь $u = e/RT_i$; $n = m/m_i$; $\Theta = T/T_i$; $\omega = \bar{V}/\bar{V}_i$; $\mu = M/M_i$; $\gamma = c_p/c_v$; $\pi = -p/p_i$; e — внутренняя энергия одного моля газа; m — масса; T — температура; M — молекулярная масса; c_p , c_v — теплоемкости; индексами 1, 2 обозначены свежий газ и продукты горения, $i, 0$ — начальное состояние при $T = 0$.

При интегрировании уравнения (1) необходимо учесть, что свежий газ имеет равномерное распределение температуры, а продукты горения нагреты неравномерно.

В результате имеем

$$\frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} = \frac{\Theta_1 n_1}{\gamma_1 - 1} u_{10} n_1 + \int_{n_2} \frac{\Theta_2 dn_2}{(\gamma_2 - 1) \mu_2} + \frac{u_{20} n_2}{\mu_2} + \int_1^\omega \pi d\omega. \quad (2)$$

Первый интеграл в правой части уравнения можно преобразовать, используя уравнение состояния, записанное для элемента газа в области продуктов горения:

$$\int_{n_2} \frac{\Theta_2 dn_2}{(\gamma_2 - 1) \mu_2} = \int_{\omega_2} \frac{\pi d\omega_2}{\gamma_2 - 1} = \frac{\pi \omega_2}{\gamma_2 - 1}.$$

Так как $\omega_2 = \omega - \omega_1$ и $\pi \omega_1 = n_1 \Theta_1$, то

$$\pi \omega_2 / (\gamma_2 - 1) = (\pi \omega - n_1 \Theta_1) / (\gamma_2 - 1).$$

Подставим полученный результат в (2)

$$\frac{1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} = \frac{n_1 \Theta_1}{\gamma_1 - 1} + u_{10} n_1 + \frac{\pi \omega - n_1 \Theta_1}{\gamma_2 - 1} + \frac{u_{20} n_2}{\mu_2} + \int_1^\omega \pi d\omega.$$

Учитывая, что $n_1 = 1 - n_2$, выразим n_1 через n_2 и соберем члены, содержащие n_2 :

$$\left[\left(\frac{1}{\gamma_1 - 1} - \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right) \Theta_1 + u_{10} - \frac{u_{20}}{\mu_2} \right] n_2 = \frac{\pi \omega}{\gamma_2 - 1} + \left(\frac{1}{\gamma_1 - 1} - \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right) \Theta_1 - \frac{1}{\gamma_1 - 1} + \int_1^\omega \pi d\omega. \quad (3)$$

Разность констант $u_{10} - u_{20}/\mu_2$ в (3) — это запас химической энергии в системе. Его связь с коэффициентом расширения продуктов сгорания E_i можно установить из условия сохранения энергии на фронте пламени

$$u_{10} - \frac{u_{20}}{\mu_2} - \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} E_i = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} - \frac{\rho_i L}{p_i} = \frac{J_e}{\gamma_1 - 1},$$

где L — тепловой эффект реакции на единицу массы; J_e — химическая энергия, отнесенная к тепловой энергии системы в ее начальном состоянии; $E_i = \Theta_i/\mu_i$; ρ_i — плотность свежего газа. После подстановки в (3)

п алгебраических преобразований получим

$$n_2 = \frac{\pi\omega - 1 - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} (\Theta_1 - 1) + (\gamma_2 - 1) \int_1^{\omega} \pi d\omega}{\gamma_2 (E_i - 1) - \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - 1} (\Theta_1 - 1)}. \quad (4)$$

При $\gamma_2 - \gamma_1 = \gamma$ выражение для доли продуктов горения (4) значительно упрощается:

$$n_2 J_e - \pi\omega + 1 = (\gamma - 1) \int_1^{\omega} \pi d\omega. \quad (5)$$

Процессы горения газа при переменном объеме

Конкретное выражение интеграла в (4) определяется постановкой задачи. Возможны случаи, когда система совершает работу или работа совершается над системой. При этом изменяется знак перед интегралом. С другой стороны, изменение объема может происходить или независимо от процесса горения, или обуславливаться им. Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих процессы с переменным объемом. Заметим, что при горении газа в закрытом сосуде постоянного объема $\omega = 1$ и уравнение (4) дает результат, известный ранее [1].

Горение при постоянном давлении. В изобарическом случае $\pi = 1$, $\Theta_1 = 1$. Следовательно,

$$n_2 = (\gamma_1 - 1) \frac{\omega - 1 + (\gamma_2 - 1) \int_1^{\omega} d\omega}{(\gamma_2 - 1) J_e - \gamma_1 + \gamma_2} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 - 1) (\omega - 1)}{(\gamma_2 - 1) J_e - \gamma_1 + \gamma_2} = \frac{\omega - 1}{E_i - 1}.$$

Прирост объема пропорционален массовой доле продуктов горения. При полном сгорании $n_2 = 1$, максимальный объем продуктов горения равен коэффициенту расширения $\omega_e = E_i$.

Горение газа в эластичной оболочке. Пусть относительная деформация оболочки пропорциональна приросту давления

$$\omega - 1 = (\pi - 1)/\alpha,$$

где коэффициент пропорциональности $1/\alpha$ характеризует упругие свойства оболочки. При данном законе деформации определим интеграл работы и величину $\pi\omega$ в уравнении (5). В результате получим

$$n_2 = (\pi - 1) [(\gamma - 1)(\pi + 1) + 2(\pi + \alpha)] / 2\alpha J_e. \quad (6)$$

Максимальное давление, развивающееся в оболочке, при горении соответствует $n_2 = 1$:

$$\pi_{ec} = (1 - \alpha + \sqrt{(1 - \alpha)^2 + \gamma^2 + 2\alpha(\gamma + 1)(J_e + 1) - 1}) / (\gamma + 1). \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что предельным случаям $\alpha \rightarrow \infty$ и $\alpha \rightarrow 0$ отвечают процессы горения соответственно при постоянном объеме и давлении. В первом случае $\pi_{ec} = J_e + 1$, во втором $\pi_{ec} = 1$. При промежуточных значениях α максимальное давление монотонно увеличивается с ростом α . Полученные результаты физически означают, что химическая энергия, выделяющаяся при горении, идет на повышение тепловой энергии газа внутри оболочки и на работу над газом вне оболочки. Мерой трансформации тепловой энергии в работу является коэффициент α .

В данной задаче предполагается, что закон изменения объема оболочки $\omega(\pi)$ известен из опыта. При необходимости его более точно можно аппроксимировать двухпараметрической зависимостью $\omega = 1 + (\pi - 1)^{\beta}/\alpha$. В этом случае задача легко обобщается.

Динамика горения в баллистическом двигателе. В полубесконечном неподвижно закрепленном цилиндрическом канале на расстоянии r_i от закрытого конца расположен поршень с массой m_p . За ним находится

покоящийся горючий газ при давлении p_i , перед ним — газ при p_a . В момент $t=0$ горючий газ воспламеняется от плоского теплового источника у закрытого конца канала ($r=0$) и поршень приходит в движение. Фронт пламени распространяется с нормальной скоростью S_u , зависящей от температуры и давления по степенному закону. Предполагается, что при движении поршня давление равномерно распределено по объему газа, силы трения и теплоотдача через стенки канала пренебрежимо малы (процесс адиабатический). Требуется найти определяющие параметры, режимы горения и динамические характеристики процесса.

Система, описывающая движение, включает уравнения баланса энергии (4), движения поршня

$$\frac{d^2\omega}{d\tau^2} = \pi - \pi_a,$$

баланса массы

$$\frac{dn_2}{d\tau} = D_p S_{ur} f(n_2) \pi^{1/\gamma}$$

и закон горения

$$S_{ur} = \pi^\varepsilon.$$

Здесь $S_{ur} = \frac{S_{ui}}{S_{ui}}$; $\tau = t \left(\frac{p_i V_i}{m_p r_i^2} \right)^{1/2}$; $f(n_2) = \frac{F_f}{F}$; $D_p = \frac{S_{ui}}{(p_i V_i / m_p)^{1/2}}$; $\varepsilon = (\gamma - 1) m' / \gamma + n'$; F — площадь сечения канала; F_f — площадь фронта пламени; S_{ui} — скорость горения при p_i ; m' и n' — параметры, характеризующие температурную и барическую чувствительность скорости горения в адиабатическом процессе.

При дополнительных упрощающих допущениях $f(n_2) = 1$, $\pi_a = 1$, $\gamma_2 = \gamma_1$ приведенная выше система уравнений сводится к двум

$$\Delta_p \pi^{\varepsilon + \frac{1}{\gamma}} - \gamma \pi \frac{d\omega}{d\tau} - \omega \frac{d\pi}{d\tau} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{d^2\omega}{d\tau^2} = \pi - 1$$

($\Delta_p = J_e D_p$) с начальными условиями $\tau = 0$; $\pi = \omega = 1$, $\frac{d\omega}{d\tau} = 0$. Фаза горения, очевидно, ограничена условием $n_2 \leq 1$, $\tau \leq \tau_{ep}$, которое контролируется равенством

$$n_2 = D_p \int_0^\tau \pi^{\varepsilon + \frac{1}{\gamma}} d\tau. \quad (9)$$

Далее, при $\tau \geq \tau_{ep}$ движение продолжается без горения и описывается уравнениями

$$\frac{d^2\omega}{d\tau^2} = \pi - 1, \quad \pi \omega^\gamma = (\pi \omega^\gamma)_{ep} = \text{const}. \quad (10)$$

Численное решение (8)–(10) дает искомые величины π , ω и n_2 как функции переменной τ и начальных параметров.

На рис. 1 приведены зависимости $\pi(\tau)$ при различных значениях D_p и J_e . Видно, что в динамике движения кроме начального можно выделить три особые состояния: достижение максимального давления ($\pi = \pi_{mp}$), завершение горения ($\pi = \pi_{ep}$) и выравнивание давления слева и справа от поршня ($\pi = \pi_a$). Обозначим эти состояния индексами mp , ep и a . Рис. 1 иллюстрирует сильную зависимость условий горения и движения поршня от параметров D_p и J_e . Рассмотрим физический смысл этих зависимостей в фазе движения $0 \leq \tau \leq \tau_a$.

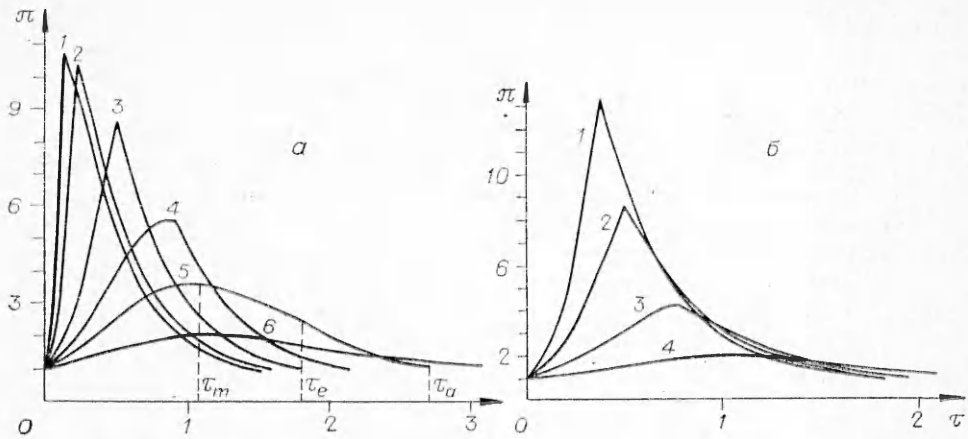


Рис. 1. Диаграмма $\pi(\tau)$ для баллистического двигателя; $\gamma = 1,35$, $\epsilon = 0,25$.
 а) $D_p = 1,5$ (1), 1 (2), 0,5 (3), 0,3 (4), 0,2 (5), 0,1 (6); $J_e = 10$; б) $J_e = 15$ (1), 10 (2), 5 (3), 2 (4);
 $D_p = 0,5$.

Величина D_p выражает отношение характерных времен движения поршня $t_p = r_i \sqrt{\left(\frac{p_i V_i}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}}$ и горения $t_p = r_i / S_{in}$. Из рис. 1, а видно, что для горючей смеси заданного состава ($J_e = \text{const}$) при $t_p \gg t_b$ процесс горения протекает в режиме постоянного объема, движение поршня определяется только калорийностью смеси и физическими характеристиками системы. Наоборот, при $t_p \ll t_b$ горение протекает в условиях постоянного давления, а движение поршня полностью определяется химическими свойствами газа. При переходе от одного предельного режима к другому реализуется промежуточный с наиболее сильным взаимодействием физических и химических факторов, при этом $t_p \sim t_b$. В переходной области параметра D_p по мере его уменьшения снижается максимальное давление в системе и резко изменяются другие характеристики процесса.

На рис. 2, а приведена временная зависимость кинетической энергии поршня при различных значениях D_p . Видно, что при увеличении D_p в конце рассматриваемой фазы движения асимптотически величина u_k приближается к предельной. При $D_p \sim 1$ она резко снижается и на пределе при $D_p \rightarrow 0$ $u_{ka} \rightarrow 0$. Поясним этот результат.

Используя уравнение движения поршня $d^2\omega/d\tau^2 = \pi - \pi_a$, найдем интеграл работы в (5)

$$J_e n_2 - \pi\omega + 1 = u_k + \pi_a(\gamma - 1)(\omega - 1),$$

где $u_k = \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{d\omega}{d\tau}\right)^2$. Из этого равенства следует, что выделившаяся химическая энергия идет на кинетическую энергию поршня, тепловую энергию свежей смеси и продуктов горения, а также на работу над газом справа от поршня.

При больших значениях D_p можно считать, что смесь сгорает мгновенно в объеме $\omega = 1$. Тогда при $\pi - \pi_a = 1$ имеем $u_{ka} = J - \gamma(\omega_a - 1)$. Определяя ω_a из условия $\pi_c = (\pi\omega)_{\omega_a}$, найдем предельную кинетическую энергию поршня

$$u_{ka} = J_e - \gamma[(J_e + 1)^{1/\gamma} - 1].$$

Нетрудно убедиться, что при $J = 10$ $u_{ka} = 3,37$ (см. рис. 2, а). Заметим, что только при движении в вакуум вся тепловая энергия газа может полностью перейти в кинетическую: $u_{ka} = J_e + 1$.

Снижение величины u_k при уменьшении D_p происходит по двум причинам. Во-первых, увеличивается объем системы ω_a и, следовательно, совершаемая работа (рис. 2, б). Во-вторых, к моменту выравнивания дав-

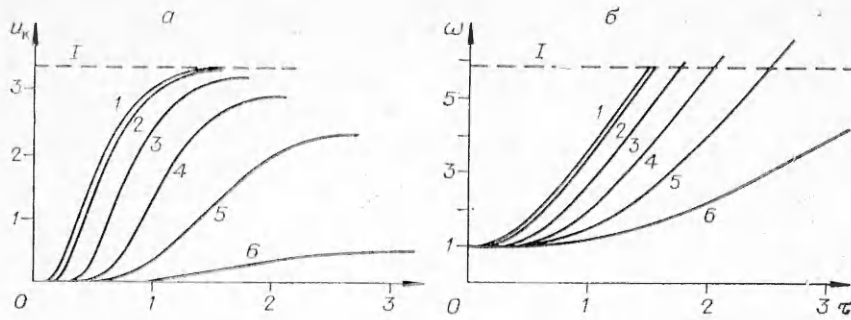


Рис. 2. Зависимости $u_k(\tau)$ (а) и $\omega(\tau)$ (б) при различных значениях D_p . Обозначения см. на рис. 1, а.

I — кинетическая энергия поршня при $D_p \rightarrow \infty$.

ления на поршне процесс горения не успевает завершиться, и в системе не выделяется полностью химическая энергия. Так, при $D_p = 0,1$, $J_e = 10$ тепловыделение составляет только 50%.

Динамика горения в двигателе с воспламенением от теплового источника. Рассмотрим процесс горения газа в «идеальном» двигателе, понимая под этим термином следующие упрощающие предположения: отсутствуют теплотери и остаточные газы, теплоемкости продуктов и свежего газа равны и постоянны в течение процесса, двигатель работает нормально, «без стука», скорость горения зависит от температуры и давления по степенному закону.

Временной фактор процесса будем учитывать углом поворота вала двигателя φ , отсчитываемого от положения поршня в верхней мертвой точке. Дифференцируя (5), получим

$$J_e \frac{dn}{d\varphi} = \omega \frac{d\pi}{d\varphi} + \ddot{\gamma} \pi \frac{d\omega}{d\varphi}. \quad (11)$$

Для решения этого уравнения необходимо знать закон выгорания газа $dn/d\varphi$ и зависимость $\omega(\varphi)$. Из анализа кривошипно-шатунного механизма движения поршня следует [9], что текущий объем цилиндра двигателя связан с углом поворота вала соотношением

$$V = V_s + V_h \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (12)$$

где V_s — объем камеры сгорания (объем цилиндра при положении поршня в верхней мертвой точке); $V_h = 2aF$ — рабочий объем цилиндра; a — длина кривошипа; F — площадь сечения цилиндра. В (12) сделано допущение, что отношение длин кривошипа и шатуна значительно меньше единицы.

Обозначая индексом i положение поршня φ_i , объем цилиндра V_i и состояние газа в момент зажигания, введем безразмерный объем цилиндра

$$\omega = \frac{V}{V_i} = \frac{1 + (\varepsilon' - 1) \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + (\varepsilon' - 1) \sin^2 \frac{\varphi_i}{2}}, \quad (13)$$

$\varepsilon' = V_a/V_s$ — степень сжатия; $V_a = V_h + V_s$ — объем цилиндра при положении поршня в нижней мертвой точке.

Далее считаем, что горючая смесь сгорает с турбулентной «нормальной» скоростью S_{ut} , зависящей от температуры и давления по степенному закону $S_{utr} = \pi^{\varepsilon t}$ [10], $S_{utr} = S_{ut}/S_{uti}$, S_{uti} — скорость горения при $\varphi = \varphi_i$. Закон выгорания газа в двигателе примем в виде $\frac{dn_2}{dt} = S_{ut} f(n_2) \pi^{\varepsilon t + 1/\nu} / r_i$, $f(n_2) = F_f/F$; $r_i = V_i/F$; F_f — площадь контрольной поверхности фронта пламени, относительно которой определена «пор-

мальная» скорость горения S_{uti} ; r_i — длина цилиндра в момент зажигания. Так как $\varphi = 2\pi t/T$, то

$$\frac{dn_2}{d\varphi} = D_q f(n_2) \pi^{\varepsilon_t + 1/\gamma}, \quad (14)$$

где $D_q = S_{uti}T/2\pi r_i$; T — период вращения вала двигателя.

Полагая для простоты $f(n_2) = 1$ и подставляя выражение $dn_2/d\varphi$ в (14), имеем

$$\Delta_q \pi^{\varepsilon_t + 1/\gamma} - \gamma \pi \frac{d\omega}{d\varphi} \varphi - \omega \frac{d\pi}{d\varphi} = 0, \\ \Delta_q = \frac{S_{uti}TF(\varepsilon' - 1)J_e}{2\pi V_h \left[1 + (\varepsilon' - 1) \sin^2 \frac{\varphi_i}{2} \right]} = D_q J_e. \quad (15)$$

Решение (15) с учетом (13) при начальных условиях $\varphi = \varphi_i$, $\pi = \omega = 1$ дает искомого индикаторную диаграмму двигателя в области $\varphi_i \leq \varphi \leq \varphi_e$. При $\varphi = \varphi_e$ горение завершается, $n_2 = 1$ и далее процесс продолжается по закону Пуассона $\pi \omega^\gamma = (\pi \omega^\gamma)_e = \text{const}$. Массовая доля n_2 и величина угла φ_e определяются из (14)

$$n_2 = D_q \int_{\varphi_i}^{\varphi} \pi^{\varepsilon_t + 1/\gamma} d\varphi. \quad (16)$$

Подстановкой $y = \pi \omega^\gamma$ в (15) получим

$$y^{-(\varepsilon_t + 1/\gamma)} dy = \Delta_q \omega^{\gamma(1-\varepsilon_t)-2} d\varphi,$$

а после интегрирования (учитывая, что $y = 1$ при $\varphi = \varphi_0$) —

$$y^{1-\varepsilon_t-\frac{1}{\gamma}} - 1 = \left(1 - \varepsilon_t - \frac{1}{\gamma} \right) \Delta_q \int_{\varphi_i}^{\varphi} \omega^{\gamma(1-\varepsilon_t)-2} d\varphi,$$

где объем цилиндра ω выражается через угол φ по формуле (13). Окончательно имеем

$$\pi = \frac{1}{\omega^\gamma} \left[\left(1 - \varepsilon_t - \frac{1}{\gamma} \right) \Delta_q \int_{\varphi_i}^{\varphi} \omega^{\gamma(1-\varepsilon_t)-2} d\varphi + 1 \right]^{\frac{1}{1-\varepsilon_t-\frac{1}{\gamma}}}. \quad (17)$$

Из (15) и (16) видно, что среди параметров, определяющих процесс горения в двигателе, важное значение имеют параметры D_p и J_e (или D_q и Δ_q), характеризующие кинетические, механические и термодинамические факторы. Параметр D_q это отношение характерных времен вращения вала двигателя T и полного сгорания смеси $t_b = r_i/S_{uti}$. Параметр Δ_q , включающий дополнительно энергетическую характеристику горючей смеси, можно рассматривать как отношение характерных скоростей тепловыделения в химической реакции и изменения тепловой энергии системы в режиме холостого хода.

Если оптимальным условиям работы двигателя отвечает $D_q = D_{q\text{opt}}$ (рис. 3, 4), то при $D_q \gg D_{q\text{opt}}$ процесс сгорания протекает как при постоянном объеме (кривые 1—3). В этом случае в реальном двигателе наблюдаются нарушения его работы, связанные с ненормально высокими скоростями горения: грохот, вибрации, перегрев. При $D_q \ll D_{q\text{opt}}$ горение затягивается. При этом также нарушается работа двигателя: резко снижается максимальное индикаторное давление, уменьшается мощность, наблюдаются пропуски воспламенения или воспламенение смеси на такте впуска (кривые 5, 6).

В заключение заметим, что если изменение площади поверхности пламени $f(n_2)$ известно из опыта, то учет этого фактора не представляет сложности. Численный анализ индикаторных диаграмм с модельной

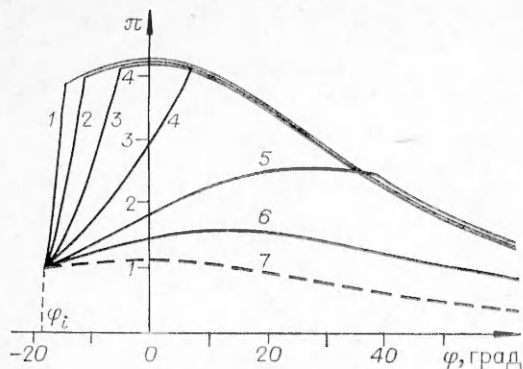


Рис. 3. Диаграмма $\pi(\tau)$ для двигателя внутреннего сгорания при $D_q = 8$ (1); 4 (2), 2 (3), 1 (4); 0,5 (5); 0,25 (6) (7 — холостой ход); $J_e = 2,7$, $\varphi_i = -0,314$ рад, $\pi_i = 1$, $\varepsilon_i = 0,25$, $\gamma = 1,35$.

функцией типа $f(n_2) = bn_2(1 - n_2)$ показывает, что усложнение зависимости $f(n_2)$ не приводит к принципиально новым результатам, но позволяет более точно аппроксимировать индикаторные диаграммы реального двигателя.

Таким образом, в рассмотренных примерах горения газа в системах с переменным объемом можно выделить два основных элементарных процесса: химический, характеризуемый скоростью горения и калорийностью смеси, и физический с характерным временем, зависящим от его природы. Нестационарное поведение системы определяется главным образом указанным отношением характерных времен. В области параметров с соизмеримыми характерными временами реализуется наиболее сильное изменение пространственных, временных и термодинамических характеристик процессов. При больших или малых отношениях времен происходит переход к предельным режимам горения — при постоянном объеме или давлении.

Поступила в редакцию 12/VII 1984,
после доработки — 29/I 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. ФГВ, 1967, 3, 2.
2. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, Л. Г. Михайлова. ФГВ, 1979, 15, 6.
3. В. С. Бабкин, П. К. Сеначин, Т. В. Крахтинова. ФГВ, 1982, 18, 6.
4. И. И. Вилбе. Новое о рабочем цикле двигателей. М.: Машиз, 1962.
5. М. О. Лернер. Регулирование процесса горения в двигателях с искровым зажиганием. М.: Наука, 1972.
6. G. A. Lavoie, J. V. Heywood, J. C. Keck. Comb. Sci. Techn., 1970, 1, 4.
7. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика. М.: Оборонгиз, 1949.
8. В. Н. Вилюнов, А. В. Губарев и др. Термогазодинамические основы внутренней баллистики ствольных систем. Пенза: ПВАИУ, 1974.
9. Л. Г. Лойцянский, А. И. Лурье. Курс теоретической механики. М.: ГИИТЛ, 1954.
10. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, П. К. Сеначин. Archivum combustions, 1982, 2, 3/4.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОВМЕСТНЫХ ПРОЦЕССОВ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Л. Ю. Артюх, А. Т. Лукьянов, С. Е. Нысанбаева

(Алма-Ата)

Получение полимерных материалов с заданными свойствами существенно зависит от структуры, которая формируется в материале при технологических процессах. Наличие кристаллических областей приводит к возрастанию механического модуля, при этом полимер сохраняет эластичные свойства из-за присутствия аморфного компонента. Механизм кристаллизации полимеров в основном тот же, что и низкомолекулярных веществ [1, 2]. В случае кристаллизации полимеров важна также степень переохлаждения расплава.