

Из рис. 7 видно, что горячие продукты сгорания, самопроизвольно проникая в канал, поджигают его стенки, начиная с диаметра канала 2 мм.

Если скорость выдавливания жидкости меньше, чем скорость самопроизвольного проникновения пламени в канал соответствующего диаметра, то никакого отставания фронта воспламенения от жидкости не произойдет. Холодный газ не сможет накапливаться в канале, поскольку он будет вентилироваться затекающими горячими продуктами сгорания.

При скоростях выдавливания жидкости, больших скорости самопроизвольного проникновения пламени в канал, по-видимому, эффект вентилизации присутствует, однако он уменьшается с увеличением скорости затекания газа (например, для диаметра 4 мм независимость отношения скоростей газа и фронта воспламенения от скорости течения газа наступает при скорости газа 40 см/сек (см. рис. 4)).

Расчет, проведенный по формуле (7), дает величину  $v/\omega$ , близкую к результату, полученному экспериментально.

Поступила в редакцию  
15/VII 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. Госэнергоиздат, 1957.
2. А. Ф. Беляев. Докл. АН СССР, 1940, 28, 715.
3. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ПМТФ, 1963, 6.
4. В. К. Боболев, С. В. Чуйко, А. Ф. Чекирда. ПМТФ, 1963, 4.
5. Н. Н. Бахман. ЖФХ, 1961, 35, 4.
6. К. К. Андреев, С. В. Чуйко. ЖФХ, 1963, 37, 6.
7. W. Taylor. Trans. Farad. Soc., 1962, 58, 561.
8. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. Докл. АН СССР, 1965, 162, 2.
9. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. ФГВ, 1966, 2, 4.
10. С. В. Чуйко, А. Д. Марголин. ФГВ, 1966, 2, 3.

УДК 536.46+662.215.1

### ЗАЖИГАНИЕ ВВ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ

С. С. Хлевной  
(Новосибирск)

В настоящей работе рассматривается зажигание ВВ металлической пластиной, нагреваемой электрическим током, которая внезапно приводится в соприкосновение с ВВ, заполняющим пространство справа от места контакта. Предполагается, что каталитические реакции и термическое сопротивление в месте соприкосновения отсутствуют. Температура пластины в начальный момент равна  $T_0$ , объемная теплоемкость  $c_{p1}$  не зависит от температуры, а теплопроводность предполагается настолько большой, что температуру в каждой точке пластины можно считать одинаковой. Плотность тепловых источников в пластине постоянна и равна  $\omega_0$ . Начальная температура ВВ  $T_n \geq T_0$ , а его теплофизические коэффициенты (объемная теплоемкость  $c_p$ , теплопроводность  $\lambda$  и температуропроводность  $a$ ) постоянны.

В соответствии с тепловой моделью [1] предполагается, что зажигание ВВ осуществляется при достижении в некоторый момент времени  $\tau_3$  равенства скорости теплоприхода от химических реакций в поверхностном слое ВВ толщиной  $x_1$  и скорости теплоотвода из этого слоя

$$q_+ = q_- \quad (1)$$

В момент зажигания на поверхности ВВ ставятся адиабатические условия. Ширина зоны химических реакций берется из условия

$$\frac{E}{R T_3} + 1 = \frac{E}{R T_1},$$

где  $T_3$  — температура поверхности ВВ при зажигании;  $T_1$  — температура на задней границе химической зоны.

Считается, что скорость химических реакций в ВВ до момента  $\tau_3$  пренебрежимо мала. По этой причине нагрев ВВ пластиной можно описать уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2)$$

при начальных и граничных условиях:

$$T(x, 0) = T_n; \quad (3)$$

$$T(0, 0) = T_0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial x} = 0, \quad T(\infty, \tau) = T_n; \quad (5)$$

$$\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial x} = -q_0 + c_1 \rho_1 l \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial \tau}, \quad (6)$$

где  $x$  — координата, отсчитываемая от поверхности в глубь ВВ;  $\tau$  — время;  $q_0 = \omega_0 l$  — плотность теплового потока;  $l$  — толщина пластины.

Из уравнений (2)–(6) следует, что к моменту зажигания распределение температуры в ВВ описывается выражением

$$T = T_n + \frac{q_0}{\lambda \sigma_1} \left[ \frac{2\varphi_3}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\varepsilon^2}{4\varphi_3^2}\right) - (1 + \varepsilon) \operatorname{erfc} \frac{\varepsilon}{2\varphi_3} \right] + \left( \frac{q_0}{\lambda \sigma_1} + T_0 - T_n \right) \exp(\varepsilon + \varphi_3^2) \operatorname{erfc} \left( \frac{\varepsilon}{2\varphi_3} + \varphi_3 \right). \quad (7)$$

Здесь

$$\sigma_1 = \frac{c \rho}{c_1 \rho_1 l}; \quad \varphi_3 = \sigma_1 \sqrt{a \tau_3}; \quad \varepsilon = \sigma_1 x;$$

$$\operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-t^2) dt.$$

Максимальная температура при зажигании реализуется на поверхности ВВ и равна

$$T_3 = T_n + \frac{q_0}{\lambda \sigma_1} \left( \frac{2\varphi_3}{\sqrt{\pi}} - 1 \right) + \left( \frac{q_0}{\lambda \sigma_1} + T_0 - T_n \right) \exp \varphi_3^2 \operatorname{erfc} \varphi_3. \quad (8)$$

Для реакции нулевого порядка скорость теплоприхода в химической зоне описывается выражением [1]

$$q_+ = Q_1 k_0 \rho x_1 \exp\left(-\frac{E}{R T_3}\right), \quad (9)$$

а скорость отвода тепла из нее равна

$$q_- = -\lambda \frac{\partial T(x_1, \tau_3)}{\partial x}$$

В уравнении (9)  $Q_1$  — удельный тепловой эффект реакций в ВВ;  $E$  — энергия активации;  $k_0$  — предэкспонент;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Так как обычно химическая зона узка и в рассматриваемой задаче профиль температуры в зоне к моменту зажигания имеет кривизну одного знака ( $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} > 0$ ), толщину этой зоны проще вычислить, используя незначительное изменение производной  $\frac{\partial T}{\partial x}$  в пределах  $0 \leq x \leq x_1$ , т. е. считая, что распределение температуры в этой зоне близко к линейному. Тогда

$$\frac{\partial T(x_1, \tau_3)}{\partial x} \approx \frac{\partial T_3}{\partial x}$$

Такое допущение, впервые использованное в [1, 2], а затем в работах [3—5], позволяет в данном случае с несущественной ошибкой (5—6%) значительно упростить решение задачи.

Для исследуемой задачи толщина химической зоны

$$x_1 = -(T_3 - T_1) \left( \frac{\partial T_3}{\partial x} \right)^{-1} = -(T_3 - T_n) (1 - \gamma) \left( \frac{\partial T_3}{\partial x} \right)^{-1}$$

и поэтому критерий зажигания (1) записывается в виде

$$Q_1 k_0 \exp\left(-\frac{E}{R T_3}\right) = a c (1 - \gamma)^{-1} (T_3 - T_n)^{-1} \left( \frac{\partial T_3}{\partial x} \right)^2, \quad (10)$$

где отношение  $\gamma = (T_1 - T_n) (T_3 - T_n)^{-1}$ , как показано в [1], чрезвычайно слабо зависит от  $T_3$  при постоянных  $E$  и  $T_n$ , а производная

$$\frac{\partial T_3}{\partial x} = -\sigma_1 (T_3 - T_n) [F_0(\varphi_3) - (1 + \alpha) F_1(\varphi_3)].$$

Здесь

$$F_0(\varphi_3) = [2\varphi_3 \pi^{-1/2} (1 - \exp \varphi_3^2 \cdot \operatorname{erfc} \varphi_3)^{-1} - 1]^{-1}, \quad (11)$$

$$F_1(\varphi_3) = (F_0 + 1) \exp \varphi_3^2 \operatorname{erfc} \varphi_3 - \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot \varphi_3}, \quad (12)$$

$$\alpha = \frac{T_0 - T_3}{T_3 - T_n}$$

Вычисление в (3) скорости теплоприхода при зажигании ВВ путем интегрирования тепловых источников по координате с помощью метода Лапласа [6, 7] дает те же результаты.

Введем безразмерные параметры:  $\theta_0 = \frac{E}{R T_3^2} (T_0 - T_3)$ ;  $\theta_n = \frac{E}{R T_3^2} (T_3 - T_n)$ ,  $\beta = \frac{R T_3}{E}$ ,  $\bar{\tau}_3 = \frac{Q_1 E \tau_3 k_0}{c R T_3^2} \exp\left(-\frac{E}{R T_3}\right)$ . Тогда  $\alpha = \frac{\theta_0}{\theta_n}$ ,  $(1 - \gamma) = \theta_n^{-1} (1 - \beta)^{-1}$  и критерий зажигания (10) принимает вид

$$\bar{\tau}_3 = (1 - \beta) \varphi_3^2 [F_0 - (1 + \alpha) F_1]^2 \theta_n^2, \quad (13)$$

где  $F_0$  и  $F_1$  определяются выражениями (11), (12).

На рис. 1 приведен график функции  $\bar{\tau}_3 \theta_n^{-2} (1 - \beta)^{-1}$  в зависимости от  $\lg \varphi_3$  для разных значений  $\alpha$ . Как и следовало ожидать, при  $\varphi_3 \rightarrow \infty$  ( $\sigma_1 \rightarrow \infty$ , очень тонкая пластинка) безразмерное время зажигания  $\bar{\tau}_3 \rightarrow \frac{\pi \theta_n^2}{4} (1 - \beta)$  не зависит от параметра  $\alpha$ , т. е. начальная температура пластины не играет при этом никакой роли — очень мало

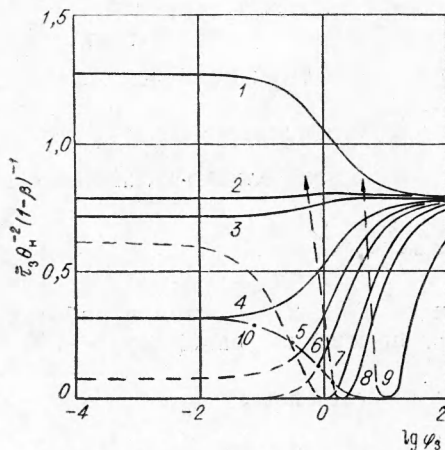


Рис. 1. Зависимость критерия зажигания  $\bar{\tau}_3 \theta_n^{-2} (1 - \beta)^{-1}$  от параметра  $\varphi_3$ .

1 —  $\alpha = -1$ ; 2 —  $\alpha = -\frac{\pi}{2} + 1$ ; 3 —  $\alpha = -0,5$ ;  
4 —  $\alpha = 0$ ; 5 —  $\alpha = 0,5$ ; 6 —  $\alpha = 1$ ; 7 —  $\alpha = 2,391$ ;  
8 —  $\alpha = 3,943$ ; 9 —  $\alpha = 17,83$ ; 10 —  $q_0 = 0$ .

ее теплосодержание по сравнению с запасом тепла в ВВ к моменту зажигания. Этот случай соответствует зажиганию непрозрачного полуграниченного массива ВВ тепловым потоком постоянной плотности, описанному неоднократно [1, 3—5]; формулы для  $\bar{\tau}_3$ , полученные в этих работах, с точностью до множителя  $(1 - \beta)$  совпадают с формулой (13).

При зажигании ВВ массивной пластиной ( $\varphi_3 \rightarrow 0$ ) произведение  $\bar{\tau}_3 \theta_n^{-2} (1 - \beta)^{-1}$  уменьшается с возрастанием  $\alpha$  (с увеличением начальной температуры пластины) по закону

$$\lim_{\varphi_3 \rightarrow 0} \bar{\tau}_3 = \frac{(1 - \beta)}{\pi} \theta_n^2 (1 - \alpha)^2.$$

Когда начальные температуры ВВ и пластины равны (тогда  $\alpha = -1$ ),  $\bar{\tau}_3 = \frac{4(1 - \beta)}{\pi} \theta_n^2$ , а при  $\alpha = 0$  ( $T_0 = T_3$ )

время  $\bar{\tau}_3 = \frac{(1 - \beta)}{\pi} \theta_n^2$ . Аналогичное выражение было получено в [3—5] для зажигания ВВ горячей металлической поверхностью, находящейся при постоянной температуре  $T_0$ . Подробный анализ вопроса о справедливости формул, полученных авторами [8—12] для зажигания ВВ при граничных условиях первого и второго рода, проведен в работе [5].

Если параметр  $\alpha = -\frac{\pi}{2} + 1$ , то в этом случае времена зажигания при  $\varphi_3 = 0$  и  $\varphi_3 = \infty$  совпадают. Когда электрический ток отсутствует ( $w_0 = q_0 = 0$ ) и зажигание ВВ осуществляется только за счет запаса тепла в пластине, должно выполняться условие

$$\bar{\tau}_3 = (1 - \beta) \varphi_3^2 (F_2^{-1} - 1) \theta_n^2 \quad (14)$$

где

$$F_2(\varphi_3) = \sqrt{\pi} \varphi_3 \exp \varphi_3^2 \operatorname{erfc} \varphi_3.$$

Зависимость  $\bar{\tau}_3 \theta_n^2 (1 - \beta)^{-1}$  от  $\lg \varphi_3$  для  $q_0 = 0$  приведена на рис. 1, 10. С увеличением  $\varphi_3$  время  $\bar{\tau}_3$  монотонно уменьшается от  $(1 - \beta) \pi^{-1} \theta_n^2$  при  $\varphi_3 = 0$  (зажигание ВВ массивной пластиной при  $T_0 = \text{const}$ ) до нуля при  $\varphi_3 = \infty$ . Обращение  $\bar{\tau}_3$  в нуль при  $\varphi_3 \rightarrow \infty$  понятно, так как толщина пластины  $l$  очень мала и по указанной причине для зажигания ВВ нужна высокая начальная температура  $T_0$ .

Действительно, разлагая правую часть формулы (14) в ряд по  $\varphi_3^{-1}$  в области больших  $\varphi_3$  и пренебрегая членами разложения выше второго порядка малости, получаем критерий зажигания

$$\bar{\tau}_3 = (1 - \beta) \left( \frac{\theta_n}{2\varphi_3} \right)^2, \quad (15)$$

который в размерных переменных имеет вид

$$\ln \frac{\tau_3^2 \sigma_1^2}{T_3 - T_n} = \frac{E}{R T_3} - \ln \frac{4(1 - \gamma) a Q_1 k_0}{c}. \quad (16)$$

Отсюда следует, что при постоянных, например,  $T_3$  и  $T_n$  (тогда  $\beta$  и  $\gamma$  постоянны) правая часть уравнения (16) и, следовательно,  $\sigma_1 \tau_3$  постоянны, т. е. с уменьшением толщины пластины  $l \sim \sigma_1^{-1} \sim \varphi_3^{-1}$  время зажигания уменьшается пропорционально  $l$ . С другой стороны, из (8) и (16) вытекает, что произведения  $(T_0 - T_n)^2 l$  и  $(T_0 - T_n)^2 \tau_3$  также постоянны — уменьшение  $l \sim \tau_3$  требует повышения начальной температуры пластинки  $T_0$ .

При условии  $\omega_0 \geq 0$  и когда  $\alpha > 1$  ( $T_0 > T_3$ ) зажигание ВВ осуществляется в ограниченной области  $\varphi_{\min} \leq \varphi_3 < \infty$ . На нижней границе  $\varphi_{\min}$  этой области справедливо соотношение

$$\exp \varphi_{\min}^2 \cdot \operatorname{erfc} \varphi_{\min} = (1 + \alpha)^{-1},$$

из которого следует, что чем больше температура  $T_0$  (и, следовательно, параметр  $\alpha$ ), тем уже область изменения  $\varphi_3$  (см. также рис. 1 и 2). При  $\varphi_3 = \varphi_{\min}$  поток  $q_0$  и плотность тепловых источников  $\omega_0$  обращаются в нуль. Штриховые линии на рис. 1 соответствуют мало реальному случаю  $\omega_0 < 0$ .

Проанализируем условия существования полученных решений, т. е. условия устойчивости ВВ, при которых ВВ, предоставленное самому себе с момента достижения на поверхности температуры  $T_3$ , способно стационарно гореть.

Известно, что с увеличением скорости подвода тепла к ВВ время зажигания  $\tau_3$  уменьшается, а температура  $T_3$  растет. Этот рост не может быть безграничным, так как при некоторой температуре  $T_k$  нагреваемый поверхностный слой вещества перестает существовать как целое, и ВВ эрозирует тем или иным образом (диспергирует, вскипает, сублимирует и т. д.) в зависимости от внешних условий и физико-химических свойств вещества; при этом протекание химических реакций в к-фазе ВВ вовсе необязательно. При горении ВВ  $T_k = T_s$ . Если  $T_3 < T_s$ , то переход зажигания в горение непременно осуществляется. Увеличение скорости подвода тепла к ВВ приводит к тому, что реакционный слой в ВВ становится уже, скорость теплоприхода от химических реакций уменьшается, а отвод тепла в глубь ВВ растет. По этой причине по достижении  $T_3 \simeq T_s$  при некотором  $\tau_3 = \tau_*$  критерий зажигания (1) не выполняется, а ВВ эрозирует, если существует подвод тепла извне, и не горит после удаления источника тепла.

Эрозия ВВ в процессе нагрева может изменить баланс тепла в реакционной зоне в ту или иную сторону в зависимости от условий теплообмена на движущейся поверхности ВВ, а также от свойств вещества, и в отдельных случаях привести к стационарному горению. Детальный анализ такого перехода требует особого рассмотрения.

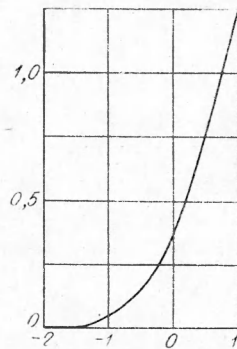


Рис. 2. Связь между параметрами  $\alpha$  и  $\varphi_{\min}$ .

Дополнительное условие

$$T_3 \leq T_s \quad (17)$$

налагает ограничение на все характеристики зажигания и, в частности, определяет верхний предел изменения начальной температуры пластинки. Известно, что температура  $T_s$  (и, следовательно,  $T_k$ ) зависит от давления  $p$  среды, в которой протекает горение ВВ. Для многих ВВ зависимость  $T_s$  от  $p$  чрезвычайно сильна; например, для нитроглицеринового пороха Н при повышении  $p$  от 1 до 100 ат  $T_s$  увеличивается от  $\sim 270^\circ\text{C}$  [16] до  $\sim 430^\circ\text{C}$  [17]. Поэтому для того, чтобы зажигание ВВ лимитировалось только температурой  $T_3 \approx T_s$ , определяемой давлением окружающего горящего ВВ газа, достаточно на время нагрева осуществить прижим пластины к поверхности ВВ с силой, обеспечивающей целостность поверхностного слоя ВВ. Максимальная температура  $T_0$ , при которой выполняется равенство  $T_3 = T_s$ , должна быть меньше температуры  $T_k$ , при которой осуществляется эрозия ВВ. Этим условием определяется выбор силы прижима.

Исходя из этих соображений, нетрудно найти границы существования полученных решений. В частности, при отсутствии электрического тока ( $\omega_0=0$ ) критическое время зажигания вычисляется по формуле

$$\bar{\tau}_* = (1 - \beta_*) \varphi_*^2 (F_*^{-1} - 1)^2 \theta_n^*, \quad (18)$$

где

$$\beta_* = \frac{RT_s}{E}; \quad \varphi_* = \sigma_1 \sqrt{a \tau_*}; \quad \theta_n^* = \frac{E}{RT_s^2} (T_s - T_n);$$

$$F_* = \sqrt{\pi} \varphi_* \exp \varphi_* \cdot \operatorname{erfc} \varphi_*.$$

Из (18) и рис. 2 следует, что при заданных  $T_s$  и  $T_n$  с увеличением толщины пластины  $l \sim \sigma_1^{-1}$  ( $\varphi_*$  при этом уменьшается) критическое время зажигания  $\bar{\tau}_*$  растет, область устойчивого зажигания уменьшается, а максимальная начальная температура пластины  $T_0^*$  падает и при  $\varphi_* = 0$  становится равной  $T_s$  (осуществляется зажигание ВВ массивной накаливаемой пластиной). Зависимость  $T_0^*$  от  $\varphi_*$  дается выражением

$$\alpha_* = \frac{\theta_0^*}{\theta_n^*} = \frac{T_0^* - T_s}{T_s - T_n} = (\exp \varphi_*^2 \operatorname{erfc} \varphi_*)^{-1} - 1,$$

которое при небольших  $\varphi_*$  имеет простой вид

$$\alpha_* = \frac{2\varphi_*}{\sqrt{\pi}} + \varphi_*^2 \left( \frac{4}{\pi} - 1 \right).$$

При  $\varphi_* = 0$   $\alpha_*$  обращается в нуль; в этом случае  $T_0^* = T_s$ . Запас тепла в ВВ к моменту зажигания равен

$$u_* = c_1 \rho_1 l (T_0^* - T_s).$$

В таблице приведены результаты расчета критических параметров зажигания пороха Н накаливаемой медной пластиной ( $c_1 \rho_1 = 0,81 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{град}$ ) в азоте. Физико-химические константы пороха  $Q_1 = 300 \text{ кал/г}$ ,  $k_0 = 4 \cdot 10^{13} \text{ 1/сек}$ ,  $E = 33 \text{ ккал/моль}$ ,  $\rho = 1,6 \text{ г/см}^3$ ,  $c = 0,35 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ ,  $a = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$  взяты из [1]. Начальная температура пороха  $T_n = 20^\circ\text{C}$ .

В общем случае, когда  $\omega_0 \neq 0$ , максимальная начальная температура пластины  $T_0$  для заданных  $T_s = T_s$  определяется из условия

$\frac{d\theta}{d\varphi} = 0$  при  $\theta=0$ , которое приводит к следующей связи между

$$\alpha_* = \frac{T_0^* - T_s}{T_s - T_n} \text{ и } \varphi_*:$$

$$(1 + \alpha_*)^{-1} = \left( \frac{2\varphi_*}{\sqrt{\pi}} - 1 \right) (F_*^{-1} - 1) + \frac{1}{\sqrt{\pi} \varphi_*},$$

где

$$F_* = \sqrt{\pi} \varphi_* \exp \varphi_*^2 \cdot \operatorname{erfc} \varphi_*.$$

$p, \text{ ат}$	$T_s, ^\circ\text{C}$	$l, \text{ мм}$	$\tau_*, \text{ мсек}$	$T_0^*, ^\circ\text{C}$
1	270	$8,75 \cdot 10^{-2}$	160	564
		1,4	438	280
		15,7	491	273
		$\infty$	498	270
100	430	$3,48 \cdot 10^{-3}$	0,253	951
		$5,75 \cdot 10^{-2}$	0,692	446
		0,608	0,777	435
		$\infty$	0,785	430

Критический максимальный тепловой поток  $q_0^*$ , соответствующий заданному параметру  $\alpha_*$  (или  $\varphi_*$ ), может быть вычислен из выражения

$$\bar{q}_0^* = \frac{q_0^* E}{\lambda \sigma_1 R T_s^2} = \theta_n^* (1 + \alpha_*) (F_*^{-1} - 1).$$

Очевидно, что изложенные выше соображения о границах зажигания, приводящего к стационарному горению ВВ, применимы только для неплавящихся ВВ. Когда ВВ перед зажиганием плавится, при осуществлении прижима к веществу расплавленный поверхностный слой будет вытесняться из зазора между пластиной и твердым ВВ, и по этой причине задача о зажигании должна рассматриваться с учетом этого эффекта.

Поступила в редакцию  
12/IX 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4.
2. В. Е. Зарко, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 2.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
4. J. W. Ewig. Proc. Roy. Soc., Ser. A. 1968, 305, 1481, 205.
5. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1, 20.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
7. А. Эрдейи. Асимптотические разложения. М., «Наука», 1962.
8. Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1963, 150, 2.
9. W. H. Andersen. Ind. and Eng. Chem. Proc. and Develop., 1965, 4, 3.
10. А. М. Гришин. ПМТФ, 1966, 5.
11. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1966, 2, 2.
12. В. Н. Вилюнов, О. Б. Сидонский. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
13. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 1.
14. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1968, 4, 4.
15. С. С. Хлевной, А. П. Калмыкова. ФГВ, 1968, 4, 1.
16. В. В. Александров, Э. В. Конев и др. ФГВ, 1966, 2, 1.
17. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3.