

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 536.46

ОЧАГОВОЕ ГОРЕНИЕ ОКТОГЕНА

© 2023 г. В. Н. Маршаков^{1*}, В. Г. Крупкин¹

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: marsh_35@mail.ru

Поступила в редакцию 18.05.2022;
после доработки 11.06.2022;
принята в печать 20.06.2022

Исследован механизм горения прессованных образцов октогена. Показано, что его горение при давлениях 0.5–60 атм осуществляется по очаговому механизму. Получена зависимость размера очага от средней нормальной скорости горения. Из анализа температурных распределений во времени в конденсированной фазе волны горения, полученных с использованием термопар, оценены значения локальных скоростей горения и определена область разброса их значений. На основе собственных и литературных данных проанализирована так называемая “однозначная” (макрокинетическая) зависимость температуры поверхности от скорости горения (“пиротехнический закон”). С помощью этой зависимости рассчитаны температуры поверхности горения, соответствующие разбросу значений локальных скоростей, и показано, что разброс последних соответствует разбросу температур поверхности горения, определенных в эксперименте, что свидетельствует об очаговом механизме горения октогена.

Ключевые слова: октоген (НМХ), неоднородный фронт горения, очаговый механизм, поперечные волны, скорость горения, размер очагов

DOI: 10.31857/S0207401X2303010X, **EDN:** NBCKRZ

ВВЕДЕНИЕ

Исследования механизма горения октогена (НМХ) ведутся уже более пятидесяти лет [1–14]. При этом механизм горения рассматривался в качестве устойчивого одномерного режима как в конденсированной (к), так и в газовой фазах волны горения. Хотя в ряде работ отмечался (особенно при низких давлениях – атмосферных и субатмосферных) нестабильный характер горения октогена [2]. По форме пламени неустойчивый режим наблюдался в диапазоне давлений 1.8–3 атм [6]. Периодические колебания температуры в зоне пламени (пульсации температуры ± 200 К) имели место при давлениях < 1 атм, а устойчивое горение наблюдалось при давлениях > 2 атм [7, 9, 11]. На временной развертке профилей концентраций веществ регистрировались периодические пульсации, связанные с нестабильным горением – с изменением скорости горения октогена [12], колебаниями как скорости оттока продуктов сгорания, так и их светимости [8]. Отмечался сильный разброс значений скорости горения, полученных на малых базах измерения, и температур поверхности горения до $\pm 35\%$ [1, 13].

Цель настоящей работы – не только обосновать очаговый механизм горения октогена (по крайней мере при давлениях 0.5–60 атм), возникающего благодаря зафиксированным очагам [15–17] и локальным скоростям горения [18], но и показать закономерную для поперечных волн связь разброса значений локальных скоростей и температур поверхности, значительно превышающего возможные ошибки измерения.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В нашей работе [15] на рис. 1 представлены результаты исследования механизма горения октогена при давлениях 0.5–50 атм. Показано, что нормальная средняя скорость горения описывается законом $U = 0.36p^{0.81}$, где $[U] = \text{мм/с}$, $[p] = \text{атм}$. Эта зависимость описывает наши данные с точностью $\pm 3\%$, а данные работ [1, 2, 4–7, 9, 11–14] – с точностью до $\pm 15\%$. Вместе с тем в работе [15] показано, что октоген горит в очаговом режиме; определен размер очагов.

Представленные на рис. 1 зависимости характерных размеров очагов от скорости горения при

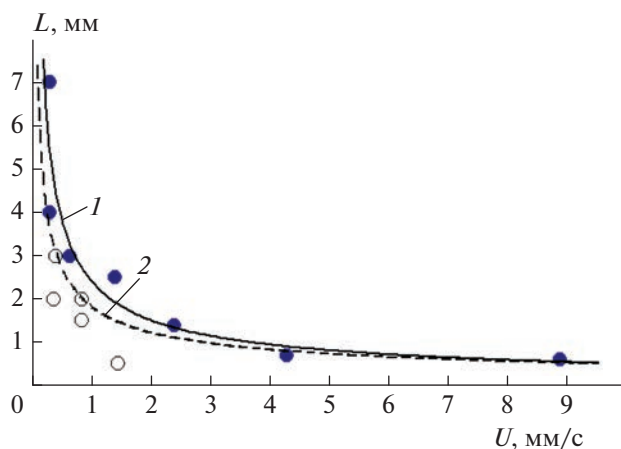


Рис. 1. Зависимость размеров очагов от скорости горения. Темные точки — максимальные размеры очагов — L_{max} ; светлые — размеры очагов L_{av} , зафиксированные на тех же поверхностях горения и отличающиеся от максимальных; 1 — средневзвешенная зависимость U для максимальных размеров очагов (1); 2 — средневзвешенная зависимость U по всем размерам очагов.

ее изменении в диапазоне 0.3–10 мм/с (при давлениях 0.5–60 атм) имеют вид

$$L_{max} = 2.42U^{-0.67}, \quad L_{av} = 1.84U^{-0.57}. \quad (1)$$

Заметим, что зависимость (1) хорошо описывает максимальные размеры очагов, которые точнее отражают характерные размеры очагов, поскольку момент гашения был случайным и на погашенной поверхности горения очаги могли находиться в различных стадиях развития.

Поскольку фронт горения очага — это фронт поперечной волны, очаговый режим горения характеризуется наличием локальных скоростей горения (U_n) на фронте. Величину U_n можно получить из анализа температурного распределения в конденсированной фазе, что было сделано в нашей работе [18].

На рис. 2 приведены значения локальных скоростей U_n , полученные из анализа зависимостей $T(t)$ — изменения температуры во времени в к-фазе. На отдельных временных отрезках зависимостей, соответствующих большим временам релаксации теплового слоя, выбирали прямолинейные отрезки. Эти температурные распределения считали “михельсоновскими” и по крутизне профилей оценивали локальные скорости горения по формуле

$$U_n = \{[\ln(T_1 - T_0) - \ln(T_2 - T_0)]k / (t_2 - t_1)\}^{0.5},$$

где T_1 и T_2 температура на профиле в моменты времени t_1 и t_2 , T_0 — начальная температура, k — коэффициент температуропроводности. Использовались как собственные данные, так и температурные профили, приведенные в работах [1, 13].

На рис. 2 представлены следующие зависимости: кривая 1 показывает критические значения скоростей, U/e , ниже которых горение прерывается из-за предельной кривизны поверхности горения; кривая 2 отвечает скоростям $U/\sqrt{e}$ — критическим значениям, ниже которых невозможно горение из-за потери устойчивости режима, согласно нестационарной теории горения Зельдо-

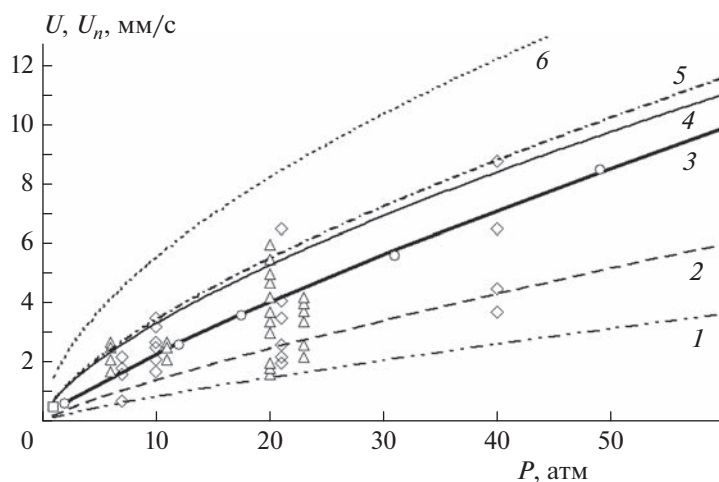


Рис. 2. Разброс значений локальных скоростей U_n относительно средней нормальной скорости горения U_0 при давлениях от 0.5 до 50 атм и начальной температуре $T_{00} = 20^\circ\text{C}$: $\circ$ — U_0 — настоящая работа; Δ — U_n — настоящая работа; $\diamond$ — U_n из [1]; $\square$ — U_n из [13]; 1 — U_0/e ; 2 — $U_0/\sqrt{e}$; 3 — $U_0 = 0.36p^{0.81}$, где $[U] = \text{мм/с}$, $[p] = \text{атм}$; 4 — $U(p)$ при $T_0 = 152^\circ\text{C}$ [13]; 5 — $U(p)$ при $T_0 = 150^\circ\text{C}$; 6 — $U(p)$ при $T_0 = 300^\circ\text{C}$.

вича—Новожилова [19–23]; кривая 3 — зависимость средней нормальной скорости от давления: $U_{00} = 0.36p^{0.81}$, где $[U] = \text{мм/с}$, $[p] = \text{атм}$; кривые 1–3 получены для значений давления в диапазоне от 0.5 до 60 атм и при начальной температуре $T_{00} = 20^\circ\text{C}$. Кривая 4 — зависимость $U(p)$ при $T_0 = 152^\circ\text{C}$ [13]. Данные для построения кривых 5 и 6 получены по зависимости $U = U_0 + \alpha(T - T_0)$, которая удовлетворительно описывает табличные данные из работ [1, 9, 13] в диапазоне начальных температур 0–150 °C и дает возможность провести экстраполяцию до 300 °C. Заметим, что коэффициент температуропроводности α зависит от давления согласно табл. 1.

Как видно из рис. 2, зависимости 1 и 6 полностью ограничивают область разброса значений локальных скоростей. Заметим, что в работе [13] отмечается: “Как видно из рис. 5 (от автора: на рис. 5 приведены зависимости $U(T_0)$ для давлений 0.1 и 0.5 МПа), разброс значений скорости горения НМХ достигает 35%, что значительно превышает обычную ошибку измерения 5%... С повышением давления различия в скоростях заметно уменьшаются”.

Значительный разброс значений локальных скоростей горения объясняется механизмом очагового горения, осуществляемого поперечными волнами. Так, начальная температура T_0 перед верхними участками профиля поперечной волны, распространяющейся по “негорящей” поверхности образца, в том числе за счет кривизны фронта горения [24], может составлять ~100–300 °C, что, согласно [1, 9, 13, 14], даст увеличение скорости горения (см. зависимости 4, 5 и 6 на рис. 2). Минимальные значения U_n могут быть связаны с кривизной нижней части профиля волны, что на пределе приводит к уменьшению скорости U в e раз [19]. Заметим также, что в зависимости от геометрической формы образца и уровня теплопотерь критическая скорость горения может быть меньше адиабатической скорости U_{ad} в $\sqrt{e}$ раз [20], в e раз [21, 22], и даже в e^2 раз [23]. Так что полученный разброс значений U_n , значительно превышающий ошибку измерений, является естественным и представляет собой набор скоростей на фронте поперечных волн.

Наряду с широким разбросом значений U_n анализ температурных профилей показывает и разброс температур поверхности T_s , определенных по излому профиля при выходе термпары из к-фазы в газовую фазу. Рисунок 3 демонстрирует этот разброс значений температуры поверхности в зависимости от локальной скорости. Аналогич-

Таблица 1. Зависимость коэффициента температуропроводности α от давления

p , атм	α , мм/с
1	0.003
5	0.005
10	0.008
20	0.011
40	0.013
50	0.014

ный разброс значений отмечается и в работе [13]: “Несмотря на то, что в интервале 0.1–0.5 МПа перегиб на профиле виден достаточно четко, разброс данных, тем не менее, довольно значителен (до 40 K)”.

Покажем, что значительный разброс температур поверхности горения — результат широкого набора локальных скоростей горения на фронте поперечной волны. Рассмотрим “однозначную” зависимость скорости горения от температуры поверхности, теоретически представленную и экспериментально подтвержденную на примере исследований пороха марки Н в работе [25]. Зависимости $T_s(U)$, полученные в работах [1, 9, 13, 14, 26], представлены на рис. 4. Здесь зависимости 1–4

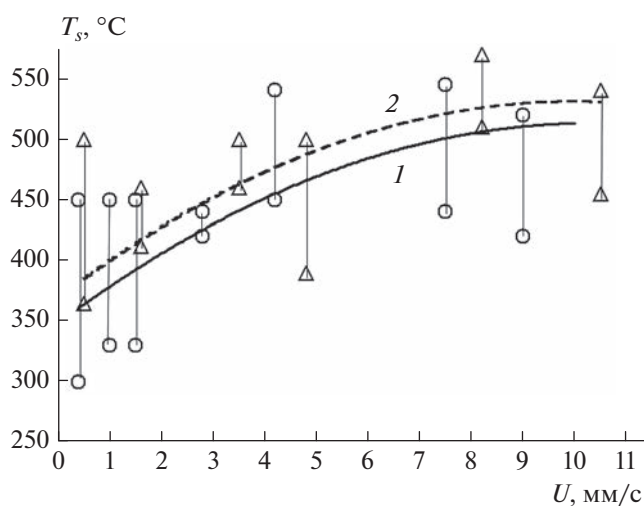


Рис. 3. Разброс значений температуры поверхности T_s при скоростях горения U в диапазоне давлений 1–60 атм [1]: $\circ$ — разброс значений T_s (максимальное и минимальное значения соединены вертикальным отрезком прямой) при заданных значениях U и $T_0 = 20^\circ\text{C}$; Δ — то же, но при $T_0 = 100^\circ\text{C}$; 1 — осредненные значения $T_s(U)$ при $T_0 = 20^\circ\text{C}$; 2 — осредненные значения $T_s(U)$ при $T_0 = 100^\circ\text{C}$.

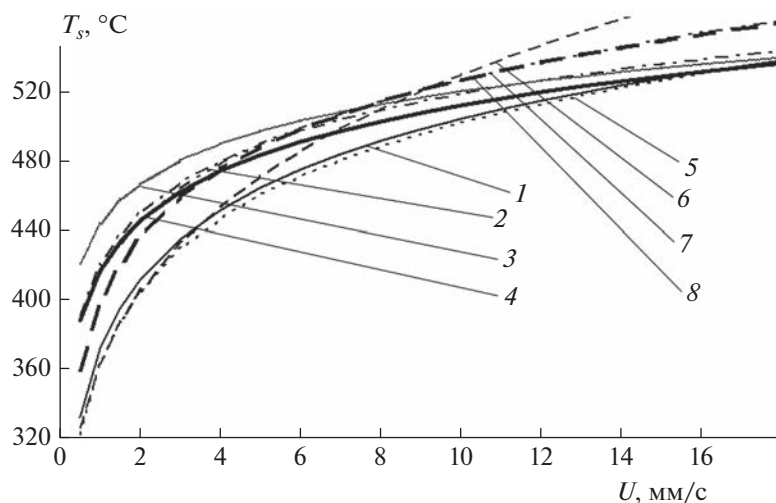


Рис. 4. Зависимость температуры поверхности от скорости горения октогена: 1 – $T_s(U)$ при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ [1]; 2 – $T_s(U)$ при $T_0 = 100^\circ\text{C}$ [1]; 3 – $T_s(U)$ при $T_0 = -170^\circ\text{C}$ [1]; 4 – $T_s(U)$ при $T_0 = -170, 20$ и 100°C – зависимость, построенная по совокупности данных для зависимостей 1–3; 5 – $T_s(U)$ при $T_0 = -170, 20$ и 100°C [9]; 6 – $T_s(U)$ при $T_0 = -170, 20$ и 100°C [14, 27]; 7 – $T_s(U)$ [13]; 8 – $T_s(U)$ – зависимость, построенная по совокупности данных зависимостей 4–7.

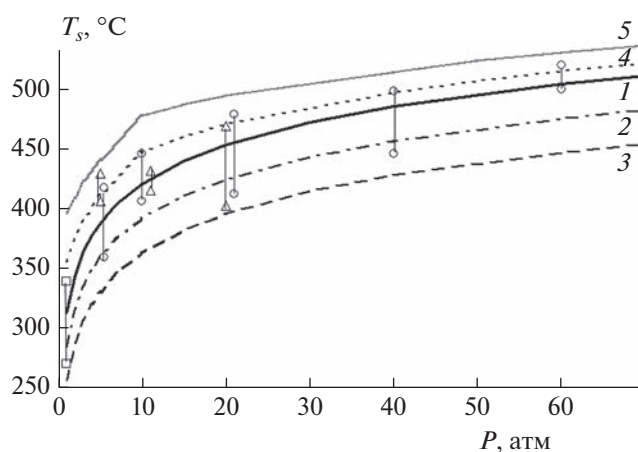


Рис. 5. Разброс значений температур поверхности при давлениях 1–60 атм: о – разброс значений T_s (максимальное и минимальное значения соединены вертикальным отрезком прямой) при заданных значениях давления p и $T_0 = 20^\circ\text{C}$ [1]; Δ – то же, данные настоящей работы; $\square$ – данные из работы [13].

получены методом наименьших квадратов с использованием значений U (мм/с), T_s ($^\circ\text{C}$) и p (атм) из таблиц, представленных в работе [1]:

1 – $T_s = 372 + 57.6 \ln U$ при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ($R = 0.99$, $SD = 6.4$);

2 – $T_s = 421 + 42.6 \ln U$ при $T_0 = 100^\circ\text{C}$ ($R = 0.995$, $SD = 6.0$);

3 – $T_s = 444 + 33.2 \ln U$ при $T_0 = -170^\circ\text{C}$ ($R = 0.977$, $SD = 10$);

4 – $T_{s,av} = 417 + 41.4 \ln U$, по совокупности данных при $T_0 = -170, 20$ и 100°C ;

5 – $T_s = 364 + 60 \ln U$, по совокупности данных при $T_0 = -170, 20$ и 100°C ($R = 0.99$, $SD = 8.45$) [9];

6 – $T_s = [7050 / (11.08 - \ln U)] - 273$ при $T_0 = -170, 20$ и 100°C , получена путем преобразования зависимости $m = 1.1 \cdot 10^4 \exp(-28000 / 2RT_s)$, где $[m] = \text{г/см}^2 \cdot \text{с}$, $[T_s] = \text{К}$, $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$ для $1 < p < 100$ атм и $T_s < 773 \text{ К}$ [14, 26];

7 – $\ln p = -14092 / T_s + 21.72$, применялась с использованием $U = 0.36 p^{0.81}$ [13];

8 – $T_{s,av} = 398 + 56 \ln U$ ($R = 0.955$, $SD = 18.4$, $N = 26$) – зависимость, построенная по совокупности данных зависимостей 4–7. Как видно из рис. 4,

зависимость δ описывает все имеющиеся данные в диапазоне начальных температур от -170 до 100°C с точностью $\pm 10\%$.

Так как при определении локальных скоростей U_n из профиля температур не представляется возможным найти температуру поверхности T_s , соответствующую конкретному значению U_n , в соответствии с однозначной зависимостью определим области разброса значений T_s , отвечающие областям разброса значений U_n (рис. 5). Кривая 1 на рис. 5 построена с учетом однозначной зависимости T_s от U (зависимость 2, см. выше) при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ для заданных значений p ; кривые 2 и 3 — зависимости $T_s(p)$, полученные для заданных значений p и минимально возможных значений скоростей $U/\sqrt{e}$ и U/e ; кривые 4 и 5 построены путем пересчета зависимости $T_s(U_T)$ при $T_{01} = 150^\circ\text{C}$ и $T_{02} = 300^\circ\text{C}$, где $U_T = U_0 + \alpha(T_{0i} - T_0)$.

Полученный в настоящей работе и работах [1, 13] разброс значений T_s снизу ограничен кривой, которая соответствует уменьшению в e раз средней скорости при данном давлении и может иметь место при критической кривизне нижней части профиля поперечной волны (очага). Разброс максимальных значений T_s “укладывается” ниже кривой, описывающей расчетные значения T_s для $U(p)$ при начальной температуре $T_0 = 300^\circ\text{C}$. Более точная оценка затруднена, так как с одной стороны, известно, что локальная скорость на поверхности образца, в верхней точке фронта, может быть в 2–3 раза больше средней по образцу, но “начальная” температура перед ней неизвестна. С другой стороны известно, что на поверхности образца имеется расплавленный слой октогена, а он плавится при 300°C , но данных о скорости горения при таких температурах нет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальными исследованиями механизма горения октогена показано, что при давлениях 0.5–60 атм отсутствует плоский одномерный фронт горения, а горение осуществляется за счет очагов. Оценен их размер и предложена зависимость характерного размера очага от средней скорости горения: $L = 2.34U^{-0.65}$, где L — в мм, а U — в мм/с [15]. Из анализа изменения температуры во времени при прохождении термопары к фазы были оценены локальные скорости на фронте очага. Показано, что нижняя граница области наблюдения локальных скоростей U_n есть U/e , а верхняя — значение скорости горения при начальной температуре несколько ниже 300°C ([18] и настоящая работа). Показано, что широ-

кий разброс значений U_n , значительно превышающий возможную ошибку измерений, определяет и широкий разброс температур поверхности, который отмечался нами и в работах [1, 13]. На основе анализа данных работ [1, 9, 13, 26] получена однозначная зависимость температуры поверхности от скорости горения в виде $T_s = 398 + 56\ln U$, где T_s — в $^\circ\text{C}$, а U — в мм/с, и рассчитаны границы разброса значений T_s , отвечающие вышеуказанным границам U_n . Получено, что расчетные границы согласуются с имеющимся разбросом значений T_s . Таким образом, показано, что полученные параметры волны горения объясняются очаговым режимом горения октогена.

Настоящая работа была выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований РФ “Процессы горения и взрыва” (регистрационный № 122040500073-4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пучков В.М. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИХФ АН СССР, 1978.
2. Price C.F., Boggs T.L., Derr R.L. // AIAA Paper 79-0164. 1979. P. 1.
3. Щемелин Ю.А., Умблиа С.Б. Вопросы воспламенения и горения ракетных топлив. Томск: ТГУ, 1983. С. 105.
4. Коробейничев О.П., Кулибада Л.В., Мадирбаев В.Ж. // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 3. С. 43.
5. Glazkova A.P., Aphanasyev G.T., Postnov S.I. // Proc. 17th Intern. Pyrotechnics Sem. Combined with the 2nd Beijing Intern. Sympos. Pyrotechnics and Explosive. V. 1. Beijing, China, 1991. P. 636.
6. Kubota N., Sakamoto S. // Prop., Expl., Pyrotech. 1989. V. 14. № 1. P. 6.
7. Zenin A.A. // J. Propul. Power. 1995. V. 11. № 4. P. 752.
8. Симоненко В.Н., Кискин А.Б., Зарко В.Е., Свист А.Г. // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33. № 6. С. 68.
9. Зенин А.А., Пучков В.М., Финяков С.В. // Там же. 1998. Т. 34. № 2. С. 59.
10. Atwood A.L., Boggs T.L., Curran P.O., Hanson-Parr D.M. // J. Propul. Power. 1999. V. 15. № 6. P. 740.
11. Zenin A.A., Finjakov S.V. // Prog. 37th Intern. Annu. Conf. ICT. Karlsruhe, FRG, 2006. Paper 118. P. 1.
12. Палецкий А.А., Волков Е.Н., Коробейничев О.П. // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44. № 6. С. 26.
13. Синдицкий В.П., Егоршев М.В., Березин М.В., Серушкин В.В. // Там же. 2009. Т. 45 № 4. С. 128.
14. Зенин А.А., Финяков С.В. // Там же. 2013. Т. 49. № 5. С. 97.
15. Маршаков В.Н., Крупкин В.Г., Рашковский С.А. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 11. С. 23; <https://doi.org/10.31857/S0207401X20110114>

16. *Истратов А.Г., Маршаков В.Н.* // Хим. физика. 2006. Т. 25. № 5. С. 37.
17. *Маршаков В.Н., Финяков С.В.* // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 6. С. 24.
18. *Маршаков В.Н., Мелик-Гайказов Г.В.* // Горение и взрыв. 2021. Т. 14. № 1. С. 59.
19. *Зельдович Я.Б.* // ЖЭТФ. 1942. Т. 12. Вып. 11–12. С. 498.
20. *Новожилов Б.В.* Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
21. *Кондриков Б.Н., Новожилов Б.В.* // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 5. С. 661.
22. *Романов О.Я.* // Там же. 2007. Т. 43. № 1. С. 29.
23. *Рашковский С.А.* // Там же. 2011. Т. 47. № 6. С. 80.
24. *Крупкин В.Г., Мохин Г.Н.* // Хим. физика. 2020. Т. 38. № 1. С. 43.
25. *Новожилов Б.В.* // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9. № 2. С. 246.
26. *Зенин А.А., Финяков С.В.* // Там же. 2007. Т. 43. № 3. С. 72.