

О ПРЕДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАГА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЗА СЧЕТ СЖАТИЯ ВОЗДУШНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ

Л. Г. Страковский, А. А. Орлов

(Москва)

Сжатие и нагрев газа во включениях и неоднородностях — одно из общепринятых механизмов образования горячих точек при инициировании твердых ВВ [1, 2]. Вместе с тем в литературе нет единого мнения об эффективности этого механизма. В [3] проведены эксперименты, показавшие, что параметры ударно-волнового инициирования детонации в низкоплотном тэне практически не зависят от показателя адиабаты газа, окружающего исследуемый образец (использовали аргон, воздух, метан). Вакуумирование образцов до давления 6—12 кПа также не меняло экспериментальных результатов. Однако, как указывается в [4], данное обстоятельство не достаточно обосновывает неэффективность рассматриваемого механизма. При воздействии ударной волны (УВ) образуются газообразные продукты разложения ВВ, дальнейшее сжатие которых также может служить источником нагрева и образования горячей точки (в случае вакуумирования). В то же время наличие продуктов разложения в поровом объеме в значительной мере нивелирует разницу в показателе адиабаты.

Проведенные в [4] модельные эксперименты по инициированию образцов тэна и азида свинца с газовыми пузырьками размером от 50 до 1000 мкм свидетельствуют об определяющей роли именно процесса сжатия и разогрева газа. Модельные эксперименты с газовыми полостями, например [4—6], необходимые для дальнейших исследований, весьма трудоемки и могут быть проведены лишь в ограниченном интервале изменения их размеров и условий воздействия. Это определяет актуальность задачи о численном моделировании процесса.

Задача о воспламенении ВВ за счет сжатия плоского воздушного слоя рассматривалась в [5, 7]. При постановке задачи в [7] предполагали, что сжатие происходит только до момента достижения предела текучести ВВ. В [5] численное моделирование выполнено лишь для условий, соответствующих проведенным экспериментам по ударному нагружению образцов металлическим поршнем. При рассмотрении сжатия сферических и цилиндрических полостей в жидких ВВ [8] без учета противодавления воздуха определяющую роль играют кумулятивные эффекты. Представляет интерес исследовать другой предельный случай, когда противодавление воздуха является одним из основных факторов, определяющих движение границы полости [9].

В настоящей работе сжатие плоской, цилиндрической и сферической полостей рассмотрено в единой упрощенной постановке. Давление по всему объему полости считалось одинаковым и соответствующим действующей на ВВ нагрузке [5] (время установления давления в полости много меньше характерного времени изменения внешней нагрузки). Движение герметичной границы, сохраняющей симметрию полости, определяется законом изменения давления, уравнениями состояния и теплового баланса [9]. Предположение о сохранении симметрии полости допустимо также для достаточно медленного изменения сжимающего давления p , когда характерное время $t_m \sim p_m \frac{c_p}{dt} \ll \frac{d_0}{2c}$ (p_m — амплитуда давления, d_0 — диаметр от полости, c — скорость звука в ВВ) [2]. При $d_0 \leq 1$ см данное условие выполняется при $t_m \geq 10$ мкс. Для воздуха использовали уравнение состояния идеального газа, что, по оценкам, могло привести к зна-

чительному занижению расчетных критических параметров лишь при $p \geq 1$ ГПа.

Вязкость, прочностные свойства, плавление и сжимаемость ВВ не учитывали, т. е. считали, что его нагрев происходит только за счет теплообмена со сжимаемым газом. Как будет показано ниже, такой механизм действительно эффективен для достаточно больших воздушных включений (пор). Образование очага за счет вязкопластического течения в окрестности поры исследовано в [10]. Этот механизм определяющий при ударно-волновом инициировании высокоплотных ВВ, поровый объем которых составляют поры микронного размера [11]. Следует отметить, что для плоской полости влияние вязкости незначительно [5, 7]. Такая задача также представляет самостоятельный практический интерес. Влияние прочностных свойств ВВ рассмотрено, например, в [2]. Пренебрежение фактором сжимаемости вещества в окрестности поры допустимо вплоть до $p \approx 1$ ГПа [2].

Цель настоящей работы — определение на основании решения такой модельной задачи закономерностей процесса нагрева и воспламенения ВВ (образования горячей точки), в частности влияния формы полости (включения), закона изменения давления, начальной температуры, а также нахождение предельных условий образования очагов по данному механизму для основных вторичных ВВ при действии импульсов давления с амплитудой $p_m = 0,1 \div 2$ ГПа и временем нарастания $t_m = 10^{-5} \div 10^{-3}$ с.

Рассмотрены включения с диаметром $10^{-5} - 10^{-2}$ м. Нижняя граница соответствует минимальному размеру пор в порошкообразных ВВ, верхняя — максимальной величине технологических макровключений (дефектов). Математическая формулировка задачи в эйлеровой системе координат с началом в неподвижном центре симметрии имеет вид

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{T_1} \left[\frac{\partial T_1}{\partial t} + v_1(y, t) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] = \frac{dp}{dt} + \frac{1}{y^s} \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 y^s \frac{\partial T_1}{\partial y} \right); \quad (1)$$

$$v_1(y, t) = \left[(\kappa - 1) \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} - \frac{y}{s+1} \frac{dp}{dt} \right] / \kappa p, \quad 0 \leq t \leq \infty, \quad 0 \leq y \leq r(t); \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} + v_2(y, t) \frac{\partial T_2}{\partial y} = \frac{a_2}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^s \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) + \frac{Qz}{c_2} e^{-E/RT_2}, \quad r(t) \leq y \leq \infty; \quad (3)$$

$$v_2(y, t) = \frac{dr}{dt} \left[\frac{r(t)}{y} \right]^s, \quad r(t) = \int_0^t \left\{ \left[(\kappa - 1) \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial y} \right)_r - \frac{r}{s+1} \frac{dp}{dt} \right] / \kappa p \right\} dt; \quad (4)$$

$$t = 0: \quad T_1(y) = T_2(y) = T_0, \quad r = r_0, \quad v_1 = v_2 = 0, \quad p = p_0, \\ \frac{\partial T_1}{\partial y}(\hat{0}, \hat{t}) = \frac{\partial T_2}{\partial y}[\infty, t] = 0; \quad (5)$$

$$y = r(t): \quad \begin{cases} T_1(t) = T_2(t), \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}(t) = \frac{\partial T_2}{\partial y}(t), \\ v_1(t) = v_2(t). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $\kappa = 1,4$ — показатель адиабаты воздуха; $v_1(y, t)$ — распределение скорости воздуха [9]; $s = 0, 1, 2$ — показатель формы; λ_1 — коэффициент теплопроводности воздуха (согласно [7], $\lambda_1 = \lambda_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0,75} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,275}$; $\lambda_0 = 2,54 \cdot 10^{-4}$ Вт/(см · град) при $p_0 = 0,1$ МПа и $T_0 = 293$ К); a_2, c_2 — коэффициент температуропроводности и теплоемкость ВВ; Q — тепловой эффект реакции; z — предэкспонент; E — энергия активации; $r_0, r(t)$ — начальный и текущий радиусы полости.

Таблица 1

ВВ	E , кДж/моль	$\lg Qz$ [Вт/г]	c , Дж/ /(г·град)	$d \cdot 10^3$, см ² /с	ρ , г/см ³
Гексоген	235	24,5	1,2	1,1	1,8
Тетрил	180	20,1	1,1	1,1	1,7
Октоген	214	22,8	1,0	1,67	1,9
Тротил	147	14,1	1,3	0,7	1,65

Закон изменения давления принимали в виде

$$p(t) = p_0 + (p_m - p_0)(t/t_m) \quad \text{при } t \leq t_m; \quad p = p_m \quad \text{при } t > t_m, \quad (7)$$

$$p(t) = p_0 + (p_m - p_0)(t/t_m)^n e^{n(1-t/t_m)}, \quad n = 1,1; 3. \quad (8)$$

Профиль давления (7) соответствует воздействию слабой УВ с «размытым» фронтом, характерной, например, для опытов [6]. Закон изменения давления (8) соответствует ударному воздействию (при $t_m = 0,1 \div 1$ мс и $n = 3$) или инициированию волной сжатия со спадающим профилем (при $n = 1,1$).

Численное решение системы (1)–(8) проведено в системе координат, связанной с движущейся границей полости $x = y + r_0 - r(t)$, при использовании безразмерных переменных: $\tau = t/t_m$, $\xi = x/r_0$, $\Theta_1 = T_1/T_0$, $\Theta_2 = T_2/T_0$, $\pi = p/p_0$. Применен метод прогонки с итерационными поправками (для линеаризации разностного аналога значения r , величины dr/dt , v_1 , v_2 , λ_1 брали с предыдущего временного слоя). При значениях шага по координатной оси $\Delta\xi = (2 \div 5) \cdot 10^{-4}$ и по времени $\Delta\tau = (5 \div 10) \cdot 10^{-4}$ обеспечивалась точность расчета не менее 2%. Определяющие параметры задачи: $\omega = \frac{r_0^2 p_0}{\lambda_0 T_0 t_m}$ характеризует отношение между

скоростью тепловыделения за счет механической работы при сжатии и скоростью теплоотвода в ВВ; $\delta = r_0/\sqrt{a_2 t_m}$; $k_\lambda = \lambda_0/\lambda_2$; $\pi_m = p_m/p_0$; $\beta = RT_0/E$; $D = Qz t_m/c_2 T_0$.

Численный счет проведен для гексогена, тетрила, октогена и тротила. Используемые теплофизические [7, 12] и кинетические параметры ВВ получены на основании экспериментов по зажиганию лазерным излучением [13, 14] при временах индукции, близких к рассматриваемым значениям t_m , приведены в табл. 1. Величины ρ соответствуют плотности монокрystalла. Оценки показали, что при любой плотности ВВ вплоть до $\rho \approx 1$ г/см³ толщина свода вещества вокруг поры составляет не менее 10 мкм, что более чем на порядок превышает максимальный размер тепловой волны $\sqrt{a_2 t_m}$ при $t_m = 10$ мкс. Поэтому, согласно [15], задача о зажигании свода поры эквивалентна рассмотренной задаче для полубесконечного пространства, т. е. результаты расчетов по системе (1)–(8) формально применимы и для пор в низкоплотных ВВ.

Типичные результаты счета представлены на рис. 1. При достаточно большом размере полости (см. рис. 1, I)

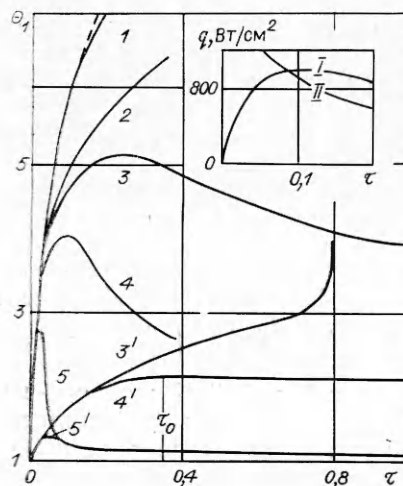


Рис. 1. Температура в центре (1–5) и на границе (3'–5') полости в тротиле ($p_m = 0,5$ ГПа, $t_m = 1$ мс), а также скорости теплоотвода (I) и теплоприхода (II) для цилиндрической полости диаметром 0,7 мм.

1–3 — сфера с $d_0 = 7, 2$ и $0,7$ мм; 4, 5 — соответственно цилиндр и плоский слой при $d_0 = 0,7$ мм. — — — адиабатическая зависимость $\Theta_1(\tau)$.

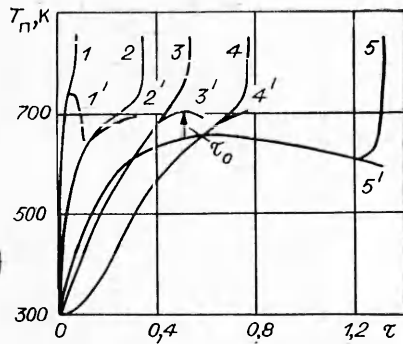


Рис. 2. Зависимость температуры ВВ (тетрил) на границе с полостью от времени ($t_m = 1$ мс) при $d_{кр}$.

1, 3 — плоский слой при $p_m = 2$ и $0,15$ ГПа; 2 — сфера, $p_m = 2$ ГПа; 4, 5 — сфера, $p_m = 0,25$ ГПа при импульсе давления с профилем (8) (4 — $n = 3$; 5 — $n = 1,1$). 1' — 5' — значения $d_0 = (0,95 \div 0,98) d_{кр}$.

температура воздуха в ее центре мало отличается от адиабатического значения. Расчеты показали, что это отличие к моменту $\tau = 1$ не превышает 10% (нагрев происходит по адиабатическому закону) при условии

$$\omega L_{\tau_0} \frac{2}{\kappa(s+1)} \geq \frac{2,3(s+1)\kappa}{\kappa+1} \quad (9)$$

Возможность пренебрежения теплоотводом из полости существенно зависит от ее формы. Так, при $p_m = 0,5$ ГПа, $t_m = 10$ мкс из условия (9) получаем для сферического включения $r_0^{ад} \geq 0,38$ мм, для плоского слоя $r_0^{ад} \geq 23$ мм.

В начальный период сжатия скорость тепловыделения за счет механической работы $q_+ = \frac{p_0 r(t) d\pi}{t_m (s+1) d\tau}$ (см. рис. 1, II) максимальна, а теплоотвод минимален (1), интенсивно увеличивается температура. Однако по мере роста давления и соответствующего уменьшения размера полости ($r = r_0 (\Theta_1/\pi)^{1/(s+1)}$) скорость тепловыделения падает и в некоторый момент становится меньше интенсивности теплоотвода. В центральной части полости воздух остывает, а затем при $\tau > \tau_0$ — и на ее границе. Такое развитие процесса особенно характерно для плоской геометрии (см. рис. 1, 5, 5') в связи с наиболее сильной зависимостью текущего размера полости от давления. Следует отметить, что при повышении p существенно возрастает тепловая активность воздуха, что также способствует выравниванию температуры в полости.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости температуры границы воздух — ВВ от времени. Для плоского слоя во всем исследованном интервале p воспламенение реализуется до момента достижения величины p_m ($\tau_3 < 1$), причем значение времени зажигания с точностью до 10% совпадает с моментом начала остывания границы τ_0 (рис. 2, 1, 1', 3, 3'). Для сферического включения такая ситуация имеет место только при $p_m \geq 0,5$ ГПа. При более низких давлениях зажигание, как правило, реализуется при $\tau_3 > 1$ (рис. 2, 5).

На рис. 3 показаны полученные зависимости критического размера полости $d_{кр}$ от амплитуды давления p_m . Влияние времени сжатия t_m на $d_{кр}$, как показали расчеты, определяется степенным законом $d_{кр} \sim t_m^\nu$, где $\nu \approx 1 - 1,07\beta^{0,15}$. Для исследованных ВВ $\nu = 0,41 \div 0,47$.

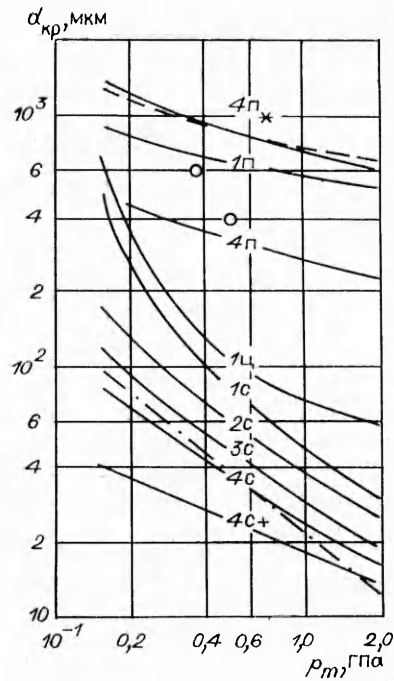


Рис. 3. Зависимость $d_{кр}(p_m)$ в прямоугольном и треугольном (штрихпунктир) инициирующих импульсах при $t_m = 10$ и 100 мкс (кривая $4п_*$).

1 — тротил; 2 — октоген; 3 — тетрил; 4 — гексоген (п, ц, с у цифр означают соответственно плоскость, цилиндр, сфера); 4 с+ — гексоген при $T_0 = 400$ К, \circ — эксперимент [6]; — — — расчет при $E = 172$ кДж/моль, $\lg z = 15,46$ [12].

Т а б л и ц а 2

ВВ	ρ_0 , г/см ³	$p_{кр}$, ГПа	$d_{кр}$, мкм	$d_{п}$, мкм
Тротил	1,23	0,7	64(62)	30
	0,90	0,6	71(68)	73
	0,85	0,5	82(77)	84
Гексоген	1,46	0,45	40(24)	22
	1,1	0,25	60(34)	58
	0,9	0,15	82(42)	87

Примечание. В скобках — величины при $T_0 = 400$ К для гексогена и $T_0 = 300$ К для тротила.

Сопоставляя расчетные (см. рис. 3, 4п) и экспериментальные [6] величины $d_{кр}$ для гексогена, можно отметить их удовлетворительное соответствие. Как и следовало ожидать, расчетные значения несколько меньше (на 20—40%) экспериментальных, поскольку допущенные в задаче приближения определяют экстремальные условия воспламенения.

Слабое влияние на $d_{кр}$ используемых в расчете кинетических параметров (кривая 4п* и штриховая линия) можно объяснить ([15]) нарастающим во времени характером поджигающего теплового потока (см. рис. 1, 1).

Сравнивая кривые 1п, 1ц, 1с, можно отметить большое влияние геометрии полости на условия воспламенения. С уменьшением давления, по мере того как величина $d_{кр}$ растет и нагрев приближается к адиабатическому, зависимость от формы полости уменьшается. По величине $d_{кр}$ исследованные ВВ располагаются в ряд: гексоген, тетрил, октоген, тротил (который совпадает с рядом их ударно-волновой [16, 17] и тепловой [12—14] чувствительности). При $p_m \leq 0,5$ ГПа, когда $\tau_s > t_m$, импульс с прямоугольным профилем (7) обеспечивает более благоприятные условия для зажигания, чем треугольный. При более высоких амплитудах давления ситуация обратная, так как в этом случае $t_s < t_m$, а величина $\left(\frac{d\pi}{d\tau}\right)_{\max}$ для профиля (8) ($n = 1,1$) больше, чем для закона (7).

Повышение начальной температуры ВВ приводит к значительному снижению критических размеров (см. рис. 3, 4с, 4с+). Однако с ростом давления увеличение поджигающего потока из полости (и, как следствие, повышение температуры зажигания [14]) приводит к уменьшению влияния начального подогрева ВВ.

На основании полученных результатов рассмотрены предельные условия образования горячих точек за счет сжатия пор при инициировании низкоплотных ВВ волнами сжатия с шириной фронта $t_m \approx 10$ мкс [17]. В табл. 2 представлены экспериментальные величины $p_{кр}$ инициирования тротила и гексогена [17], расчетные значения $d_{кр}$ сферического включения при $p_m = p_{кр}$ ($t_m = 10$ мкс) и средние размеры пор в ВВ $d_{п} = \frac{2m}{3(1-m)} R_0$ [16], соответствующие данной плотности ($R_0 \approx 130$ мкм — размер частиц при средней дисперсности, m — пористость). Для тротила при $\rho \leq 0,9$ г/см³ и гексогена при $\rho \leq 1,1$ г/см³ средние размеры пор больше рассчитанных критических размеров сферического включения.

Таким образом, механизм образования горячих точек за счет нагрева воздуха при сжатии пор порошкообразных ВВ может иметь высокую эффективность при достаточно больших размерах частиц (крупнодисперсные ВВ). С ростом начальной температуры эффективность механизма значительно возрастает, так при $T_0 = 400$ К для гексогена он эффективен уже при $\rho \leq 1,46$ г/см³. Поскольку при повышении начальной температуры влияние прочностных свойств и вязкости ВВ уменьшается, нагрев воздуха может стать определяющим фактором в процессе образования очага воспламенения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремни А. П., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
2. Frey R. B. VIII-th Symp. (Intern.) on Detonation (preprint). V. 1, 1985.
3. Seay G. E., Seely L. B. J. Appl. Phys., 1961, 32, 6, 1092.
4. Chaudhri M. M., Field J. E. Proc. Roy. Soc., 1974, A 340, 113.
5. Starkenberg J. VII-th Symp. (Intern.) on Detonation (preprint), 1981.
6. Соловьев В. С., Лазарев В. В., Андреев С. Г. ФГВ, 1983, 19, 4, 130.
7. Randolph A. D., Simpson K. O. Ind. Eng. Chem. Fundam., 1976, 15, 1, 7.
8. Дубовик А. В., Боболев В. К. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару.— М.: Наука, 1978.
9. Пигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
10. Хасанов Б. А. и др.— В кн.: Детонация. Вып. 2.— Черноголовка, 1981.
11. Хасанов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С.— В кн.: Детонация и ударные волны.— Черноголовка, 1986.
12. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ.— М.: Наука, 1966.
13. Страковский Л. Г., Уляков П. И., Фролов Е. И.— В кн.: Горение конденсированных систем/Под ред. А. Г. Мержанова.— Черноголовка, 1977.
14. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. ФГВ, 1980, 16, 5, 140.
15. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. ФГВ, 1968, 4, 1, 20.
16. Беляев А. Ф. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
17. Кондриков Б. П. и др.— В кн.: Детонация. Вып. 2.— Черноголовка, 1981.

Поступила в редакцию 12/VI 1986,
после доработки — 27/XI 1986

К ВОПРОСУ О САЖЕОБРАЗОВАНИИ В ПЛАМЕНИ СМЕСЕЙ ХЛОРА С УГЛЕВОДОДАМИ

А. В. Стеблев, Ю. Е. Фролов

(Москва)

Исследованию образования углерода при пиролизе и неполном окислении углеводородов кислородом посвящены работы [1, 2], в которых изучены закономерности этого явления и предложены объясняющие их теоретические концепции. В то же время вопросы сажеобразования при горении углеводородов с хлором изучены крайне недостаточно.

Данная работа поставлена с целью изучения сажеобразования в пламени смесей хлора с углеводородами. Рассмотрено образование сажи в стационарном пламени бипарных смесей метана, этана, пропана и этилена с хлором, а также влияние предварительного нагрева и инертных разбавителей на этот процесс.

Смесь углеводорода с хлором поступала в горелку (стеклянную трубку с внутренним диаметром 2, 5, 10 и 14 мм, длиной 200 и 300 мм), помещенную в замкнутый цилиндрический сосуд объемом 1000 см³ с водоохлаждаемым днищем диаметром 100 мм. Расход смеси 250—1600 мл/мин, продолжительность опытов составляла от 2 до 100 мин. Горение инициировали электрическим разрядом от высоковольтного индуктора ИВ-100. Пламя стабилизировали при помощи стержня, размещенного нормально потоку у кратера горелки. Сажу собирали на водоохлаждаемой осадительной поверхности. Для определения количества образующейся сажи и обеспечения полноты ее снятия со стенок газогорелочное устройство промывали хлороформом и спиртом, а также протирали предварительно взвешенным комком ваты, смоченным указанными растворителями. Затем все содержимое переносили на фильтр и промывали водой до нейтральной реакции; высушенный фильтр с ватой и сажой взвешивали. Содержимое сажи определяли в трех параллельных опытах. Отклонение результатов определения от среднего значения не превышало 12% измеряемой величины.

Зависимость мольной доли исходного углеводорода ϵ , превращенного в сажу, от мольного содержания горючего в смеси π представлена на