

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ГАЗА НА ПРЕДЕЛЫ И ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ НИЗКОПЛОТНЫХ ВТОРИЧНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В ИНЕРТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. В. Пинаев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, avpin@ngs.ru

Приведены результаты экспериментального изучения детонации низкоплотных ($3 \div 40$ мг/см³) вторичных взрывчатых веществ (ВВ) в вакуумированной и в газонаполненной инертной пористой среде. Показано, что для всех исследованных режимов наблюдается конвективно-струйный механизм распространения детонации. Выяснено влияние типа ВВ и начального давления газа на критическую плотность ВВ и параметры детонации. Показано, что при наличии воздуха детонация возможна при меньшей, чем в случае вакуумированной среды, среднеобъемной плотности ВВ, и при этом существуют два предела (минимальный и максимальный) по начальному давлению газа. С уменьшением среднеобъемной плотности ВВ пределы сближаются, и для некоторого критического значения плотности ВВ детонация существует лишь при одном значении начального давления.

Ключевые слова: детонация, вторичные низкоплотные ВВ, инертная пористая среда, пределы детонации, конвективно-струйный механизм распространения детонации, вакуумированная и газонаполненная среда.

ВВЕДЕНИЕ

Изучению низкоскоростной детонации unitарных высокоплотных топлив и взрывчатых веществ (ВВ) посвящено большое количество исследований. В [1, 2] показано, что определяющее влияние на процесс распространения низкоскоростной детонации порошковых ВВ оказывает струйный механизм. Расчет структуры детонационных волн в газозвесах unitарного топлива проведен в [3, 4] в предположении, что структура волны соответствует модели Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД), включая «замороженную» ударную волну, зону релаксации и область энерговыделения.

Принципиально иные режимы низкоскоростной детонации наблюдаются при малой среднеобъемной плотности ВВ ($\hat{\rho} \approx 0.3 \div 10^2$ мг/см³). В [5–13] впервые показано, что в таких ВВ с малым удельным энерговыделением в вакуумированных ударных трубах распространяются детонационные волны без наличия классического ударного скачка. Такая детонация может распространяться в вакуумированной среде при еще меньших концентрациях ВВ, поскольку потери из зоны реакции в

этом случае минимальны. Исследования по детонации низкоплотных ВВ в вакуумированной среде были проведены еще в конце 1970-х годов по инициативе известного специалиста в области физики взрыва В. В. Митрофанова.

Впервые теоретически строго задача о распространении детонации во взвеси частиц ВВ в вакуумированной среде решена в [5, 6]. В этих работах структура волны не соответствует модели ЗНД: «замороженная» по газу ударная волна отсутствует, а зона реакции состоит из контактного разрыва со скачком температуры и непрерывным давлением, релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоне горения. В [5–9] предполагается плавное выгорание частиц ВВ после их прогрева, при этом скорость детонационной волны в точности равна скорости Чепмена — Жуге D_{CJ} для взвеси частиц.

В [10] впервые экспериментально исследована детонация вторичных ВВ в вакуумированной пористой среде (ПС). Среднеобъемная концентрация $\hat{\rho}$ слоя частиц порошкообразного гексогена или тротила на металлических шариках изменялась (начиная от критического значения $\hat{\rho}^*$) в диапазоне $5 \div 40$ мг/см³. В [10] показано, что профиль давления фронта детонационной волны плавный, частицы ВВ за-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-01-00317-а).

гораются по безударному механизму горячими струями, истекающими вперед.

В [11] исследовано инициирование частиц первичного ВВ (азид свинца) продуктами детонации смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$. Азид свинца (PbN_6) помещался на дне горизонтально расположенного вакуумированного канала длиной 0.9 м и диаметром $d = 10^{-2}$ м в виде пластинок размером $\approx 0.5 \times 1 \times 1$ мм с расстоянием между ними ≈ 7 мм. К каналу через диафрагму присоединялась секция инициирования. С помощью механического устройства канал подбрасывали вверх. Подрыв газовой смеси в секции инициирования происходил после удара канала о верхний жесткий упор в момент, когда частицы ВВ, оторвавшись от дна канала, согласно расчету, достигали его оси. В канале после инициирования возникает ускоряющаяся взрывная волна. Ее скорость, зарегистрированная по фоторазверткам самосвечения, составляет $D = 2\ 800 \div 3\ 100$ м/с. Скорость волны во взвеси PbN_6 примерно в два раза превышала скорость $D_{CJ} \approx 1\ 600$ м/с. Исходя из этого факта в [11] предложен эстафетный механизм распространения взрывной волны, когда частицы первичного ВВ детонируют (а не загораются) при контакте с горячими продуктами реакции.

В [12] в вакуумированных узких трубках длиной 0.5 м, диаметром 2.3 и 3 мм со слоем частиц ВВ (PbN_6 , тэн, гесоген) на стенках ($\hat{\rho} = 5 \div 60$ мг/см³) при фотографировании процесса обнаружена низкоскоростная спиновая детонация со скоростями $D = 1\ 080 \div 2\ 250$ м/с.

В [13] впервые экспериментально доказана возможность существования самоподдерживающейся детонации в вакуумированной взвеси частиц вторичного ВВ. Опыты проведены с октогеном в вертикальной ударной трубе диаметром 0.07 м и длиной 7 м в диапазоне среднеобъемных концентраций $\hat{\rho} = 0.32 \div 0.92$ мг/см³. Показано, что при этих значениях $\hat{\rho}$ детонация существует, а установившаяся скорость волны слабо зависит от $\hat{\rho}$ и составляет $1\ 750 \pm 50$ м/с. Волна детонации на осциллограммах имела плавный профиль давления без классического ударного скачка. Максимальное недогорание ВВ в волне детонации не превышало 5%. Длина зоны реакции, определенная по положению максимума свечения и электропроводности, составляла $0.4 \div 0.5$ м. По фоторазверткам самосвечения в [13] сделан вывод о преобладании струйного механизма распространения детонации в вакуумированной среде. Отдельные

частицы вторичных ВВ, в отличие от первичных ВВ, сгорают плавно, что приводит к увеличению длины зоны реакции и потерь тепла в стенки трубы. Профили давления и свечения практически устанавливались к концу трубы. Тем самым работа [13] экспериментально подтвердила основные положения модели [5–6]: при детонации вакуумированной взвеси частиц ВВ классический ударный скачок отсутствует, профиль давления фронта детонации плавный, отсутствует влияние среднеобъемной плотности на величину D , длина зоны реакции может достигать несколько десятков сантиметров, а для выхода на стационарный режим требуется расстояние в несколько метров.

Для низкоплотных ВВ отсутствуют данные о влиянии начального давления газа p_0 на структуру волны и механизм детонации, а также параметры низкоскоростной детонации и критическое значение среднеобъемной плотности $\hat{\rho}^*$. Наиболее заметное влияние газовой фазы на параметры детонации в низкоплотных ВВ должно проявляться в условиях с большими внешними потерями из зоны реакции в окружающую среду. С этой целью в данной работе проведены эксперименты по детонации в вакуумированной и газонаполненной инертной пористой среде.

МЕТОДИКА И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Пористая монодисперсная среда представляла собой стальные шарики диаметром $\delta = 2.5, 5$ или 11.5 мм. Порошкообразные ВВ (гесоген, тэн, тротил) равномерно наносили на поверхность инертных частиц. Равномерность покрытия шариков слоем ВВ достигалась путем длительного перемешивания в закрытой емкости. При этом в результате многократных соударений шариков между собой ВВ измельчалось до микрочастиц размером $1 \div 10$ мкм. Исследование низкоскоростной детонации выполнено в вакуумированной среде ($p_{00} \leq 0.1 \div 10^2$ Па) и при давлении воздуха $p_{00} < p_0 \leq 0.4$ МПа. Среднеобъемная концентрация ВВ не превышала 40 мг/см³, эксперименты при $\hat{\rho} > 40$ мг/см³ не проводили из-за осыпания ВВ с шариков.

Съемку самосвечения процесса в ПС, состоящей из шариков диаметром $\delta = 5$ и 11.5 мм, выполняли в секции 2 длиной $l = 500$ мм, внутренним диаметром $d = 35$ мм через щель 4 длиной 240 мм и шириной 1 мм

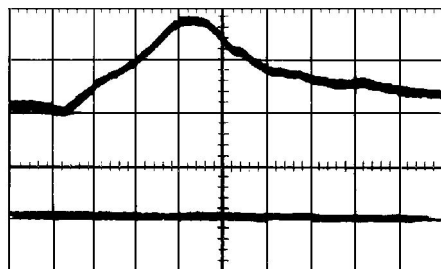


Рис. 2. Осциллограммы давления (верхний и нижний лучи) в вакуумированной пористой среде ($\delta = 2.5$ мм) при инициировании тэна среднеобъемной плотностью $\hat{\rho} = 10$ мг/см³:

масштабы: по горизонтали $t = 10$ мкс/дел., по вертикали $y_1 = 0.1$ В/дел. (4.85 МПа/дел.), $y_2 = 0.1$ В/дел. (5.37 МПа/дел.)

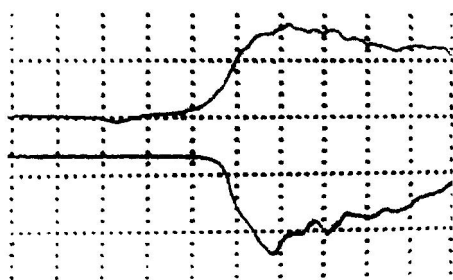


Рис. 3. Осциллограммы давления (верхний луч) и свечения (нижний луч) в волне детонации гексогена в вакуумированной пористой среде ($\delta = 2.5$ мм) вблизи предела детонации, $\hat{\rho} = 4.5$ мг/см³, $D = 630$ м/с:

масштабы: по горизонтали $t = 10$ мкс/дел., по вертикали $y_1 = 0.05$ В/дел. (2.72 МПа/дел.), $y_2 = 1$ В/дел.

Низкоскоростная детонация гексогена, тротила и тэна в вакуумной инертной пористой среде

Основное количество экспериментов было выполнено в вакуумированной среде при остаточном давлении $p_{00} = 0.1 \div 1$ Па, опытные данные в пределах погрешности измерения не различались, если p_{00} увеличивали до $10 \div 100$ Па.

При среднеобъемной плотности ВВ ниже критического значения $\hat{\rho}^*$ волна сжатия из секции инициирования, попадая в ПС, замедляется и исчезает. На рис. 2 приведены осциллограммы давления при инициировании тэна плотностью $\hat{\rho} = 10 < \hat{\rho}^* \approx 12.1$ мг/см³. Затухающая волна сжатия была зарегистрирована только первым датчиком. В этом опыте ВВ на поверхности шариков обгорают на длине ≈ 3 см от начала ПС, на большем удалении от границы ПС свечение и реакции в волне сжатия отсутствуют.

Характерная осциллограмма давления и свечения вблизи предела детонации ($\hat{\rho} \geq \hat{\rho}^*$) приведена на рис. 3. В околопредельных режимах детонации начало свечения для исследованных типов ВВ начинается позже подъема давления на $10 \div 20$ мкс и длится около $100 \div 150$ мкс, максимумы давления и свечения обычно близки.

Вдали от предела детонации фронт давления плавно нарастает, а свечение в зоне реакции начинается одновременно с подъемом давления в волне (рис. 4, а) и длится в 2–3 раза дольше, чем в околопредельных режимах детонации (см. рис. 3). Профили давления, зарегистрированные первым и вторым датчиками в

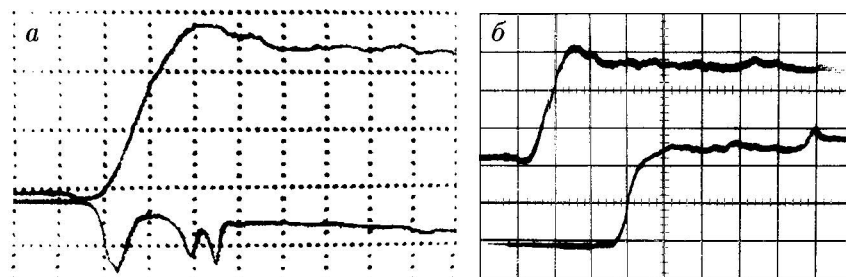


Рис. 4. Осциллограммы давления (a — верхний луч, b — верхний и нижний лучи) и свечения (a — нижний луч) в волне детонации тэна в вакуумированной пористой среде ($\delta = 2.5$ мм), $\hat{\rho} = 39.35$ мг/см³, $D = 1010$ м/с:

a — масштаб по горизонтали $t = 10$ мкс/дел., по вертикали $y_1 = 0.2$ В/дел. (29.65 МПа/дел.), $y_2 = 2$ В/дел.; b — масштаб по горизонтали $t = 20$ мкс/дел., по вертикали $y_1 = 0.2$ В/дел. (33.55 МПа/дел.), $y_2 = 0.2$ В/дел.

том же опыте, приведены на рис. 4, б. Из осциллограммы видно, что профиль и амплитуда давления в волне детонации в вакуумной среде не меняются с расстоянием. С удалением от предела детонации (при увеличении $\hat{\rho}$) фронт давления на осциллограммах становится круче.

Плавное нарастание давления и интенсивности свечения в передней части фронта детонации происходит одновременно с ростом плотности продуктов в зоне реакции. На интенсивность свечения влияет положение частиц ПС относительно световода на датчике: если его торец соприкасается с шариком, то фотоумножитель практически не выдает сигнала в течение всего времени прохождения волны. Вместе с тем расположение шариков относительно пьезоэлемента не оказывает влияния на профиль давления.

С удалением от предела детонации продолжительность свечения, измеренная по фоторазверткам, слабо зависит от толщины слоя ВВ и при $\delta = 2.5$ и 5 мм составляет около 300 и 600 мкс соответственно. Наличие темных полос на фоторазвертках (рис. 5) означает, что температуры в окрестности контактов шариков низкие и реакции протекают преимущественно в объеме пор по мере сдува частиц ВВ струями газа. Осмотр шариков после опыта показывает, что ВВ практически отсутствует. Недогорание ВВ, оцениваемое по измерениям конечного (после остывания) давления газа, составляет не более 20 % вблизи предела и 10 % при удалении от предела детонации.

Экспериментальные зависимости $D(\hat{\rho})$ и $\Delta p_{\max}(\hat{\rho})$ для стационарной волны детонации представлены на рис. 6. Крайние левые точки на графике соответствуют предельным значениям D^* и Δp_{\max}^* при минимальном значении среднеобъемной плотности ВВ $\hat{\rho}^*$, когда еще удастся возбудить самоподдерживающийся детонационный процесс. В волне детонации в вакуумированной среде для всех типов исследованных ВВ перепад давления Δp_{\max} с ростом $\hat{\rho}$ увеличивается быстрее, чем по линейной зависимости, рост скорости детонации с увеличением $\hat{\rho}$ замедляется (см. рис. 6).

В ПС из шариков размером $\delta = 5$ мм, покрытых гексогеном при фиксированном значении $\hat{\rho} = 10$ мг/см³, скорость детонации составляет $D \approx 1000 \pm 50$ м/с, с увеличением размера частиц пористой среды потери уменьшаются и скорость детонации возрастает.

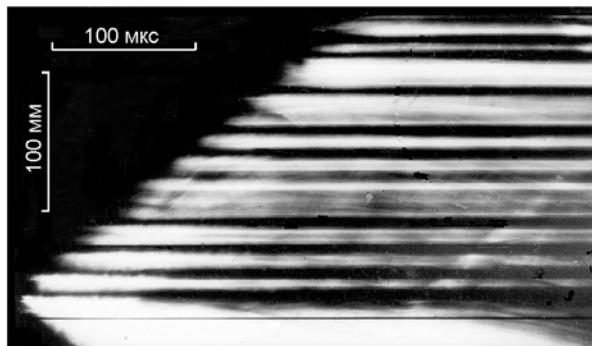


Рис. 5. Фоторазвертка самосвечения волны детонации гексогена в вакуумированной пористой среде, $\delta = 11.5$ мм, $\hat{\rho} = 10$ мг/см³, $D = 1090$ м/с

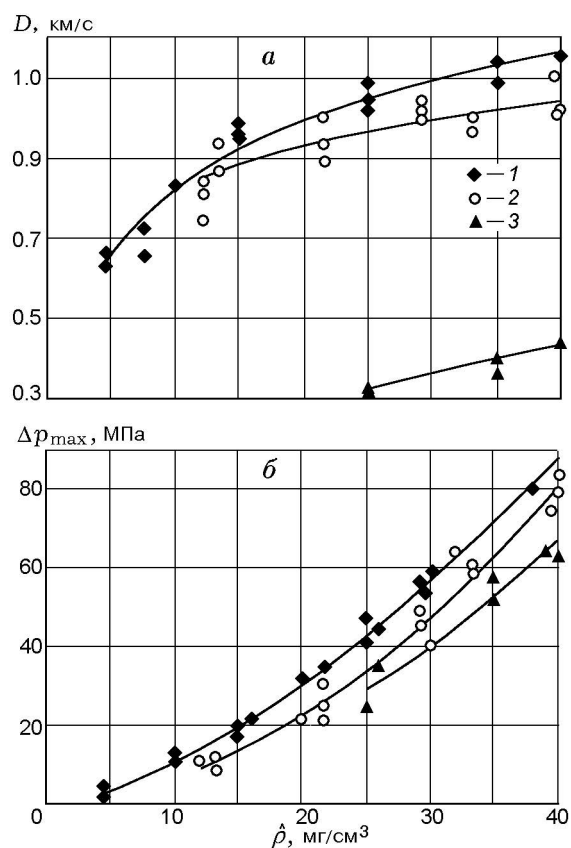


Рис. 6. Экспериментальные зависимости скорости детонации в вакуумированной среде (а) и давления во фронте волны (б) от среднеобъемной плотности ВВ в пористой среде при $\delta = 2.5$ мм:

1 — гексоген, 2 — тэн, 3 — тротил

Таблица 1

Тип ВВ	Химическая формула	T_1 , °C	h , см	Q , кДж/кг	V_g , л/кг	$\hat{\rho}^*$, мг/см ³	D^* , м/с	Δp_{\max}^* , МПа
Гексоген (циклонит)	(CH ₂ NNO ₂) ₃	230	35	5 440	908	4.5	630	2.5
Тэн (пентрит)	C(CH ₂ ONO ₂) ₄	215	25	5 756	790	12.1	790	9
Тротил (тринитротолуол)	CH ₃ C ₆ H ₂ (NO ₂) ₃	300	80	4 228	730	25	330	25

Примечание. T_1 — температура вспышки, h — высота, падая с которой груз массой 2 кг вызовет взрыв с вероятностью 50 % (чувствительность к удару), Q — теплота взрыва, V_g — объем газообразных продуктов взрыва (осредненные параметры по нескольким литературным источникам).

Критические значения $\hat{\rho}^*$, D^* и Δp_{\max}^* в ПС из шариков $\delta = 2.5$ мм для гексогена, тэна и тротила, а также основные физико-химические параметры последних приведены в табл. 1.

Гексоген, занимающий промежуточное положение между тэном и тротилом по температуре вспышки, теплоте взрыва и чувствительности к удару, обладает лучшей способностью детонации в вакуумированной среде. Значение $\hat{\rho}^*$ для гексогена в 2.7 раза меньше, чем для тэна, и в 5.5 раза меньше, чем для тротила (см. табл. 1). Возможно, это связано с наибольшей величиной газообразования V_g у гексогена.

Среди основных параметров, характеризующих стационарную волну в вакуумированной среде, можно выделить длину нарастания $\lambda_1 = \tau_1 D$ и спада $\lambda_2 = \tau_2 D$ давления в волне, протяженность свечения в вакуумированной среде $\lambda_3 = \tau_3 D$. Значения времени нарастания τ_1 и спада τ_2 давления определялись по осциллограммам давления, значения длительности свечения τ_3 — по фоторазверткам процесса.

В табл. 2 представлены измеренные с погрешностью ± 20 % характерные времена и длины детонационных волн для гексогена (здесь $\bar{\lambda}_i = \lambda_i / \delta$, $\delta = 2.5$ мм). С увеличени-

ем $\hat{\rho}$ передний фронт на осциллограммах становится круче и его длительность τ_1 сокращается в два раза, с 30 до 15 мкс. Но поскольку при этом скорость детонации возрастает от 640 до 1200 м/с, то протяженность переднего фронта остается практически постоянной: $\lambda_1 \approx (7 \pm 0.6)\delta$; одновременно длина области сжатия в волне λ_2 возрастает почти в три раза, от 64δ до 190δ .

В каждом из опытов длительности (и протяженности) зоны свечения и области сжатия близки между собой, т. е. $\tau_3 \approx \tau_2$, $\lambda_3 \approx \lambda_2$. Чтобы это понять, оценим характерное время охлаждения τ_4 в порах продуктов детонации гексогена.

Теплоемкость пористой среды много больше, чем газа, поэтому теплообмен определяется параметрами газа. Согласно [14] температура покоящегося газа в центре щели размером $2R$ падает в e раз за время $\tau_e \approx R^2 / 2\alpha_g$ (α_g — температуропроводность газа). Для засыпки из шаров удельная поверхность пористой среды $a_p = 6(1 - \varphi) / \delta$, где φ — ее пористость. Исходя из равенства удельных поверхностей щели и ПС, получим $R = \varphi\delta / 6(1 - \varphi)$ и характерное время охлаждения покоящегося в поре газа $\tau_4^0 \approx \tau_e \approx \left(\frac{\varphi\delta}{1 - \varphi}\right)^2 \frac{1}{72\alpha_g}$ ($\tau_4^0 \approx \frac{\delta^2}{162\alpha_g}$ при $\varphi = 0.4$).

Для газа, движущегося относительно ПС со скоростью u , время охлаждения $\tau_4 \approx \tau_4^0 \text{Nu}_0 / \text{Nu}$, где Nu_0 и Nu — числа Нуссельта соответственно для покоящегося и движущегося газа. По зависимости [15] $\text{Nu} = [1 + 1.5(1 - \varphi)] \left[2 + (\text{Nu}_{\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{\text{turb}}^2)^{0.5}\right]$, где $\text{Nu}_{\text{lam}} = 0.664\text{Re}^{0.5}\text{Pr}^{1/3}$, $\text{Nu}_{\text{turb}} =$

Таблица 2

$\hat{\rho}$, мг/см ³	D , м/с	τ_1 , мкс	τ_2 , мкс	τ_3 , мкс	$\bar{\lambda}_1$	$\bar{\lambda}_2$	$\bar{\lambda}_3$
4.5	630	30	250	240	7.6	64	60
10	850	20	400	340	6.8	136	116
20	1 050	15	300	320	6.4	126	134
30	1 190	15	400	350	7.2	190	166
40	1 200	15	400	350	7.2	192	168

$\frac{0.037\text{Re}^{0.8}\text{Pr}}{1 + 2.443\text{Re}^{-0.1}(\text{Pr} - 1)}$ — соответствен-
но числа Нуссельта для ламинарного и
турбулентного режимов течения (здесь
 $5 \leq \text{Re} = u\delta/\nu_g \leq 2 \cdot 10^4$, $\nu_g = \mu_g/\rho_g$ — кинема-
тическая вязкость газа, $\text{Pr} = \mu_g c_p/\lambda_g$ — число
Прандтля, c_p , λ_g , μ_g — удельная теплоемкость,
теплопроводность и вязкость газа). При $u = 0$
для покоящегося газа $\text{Nu}_0 = 2[1 + 1.5(1 - \varphi)]$.
С ростом скорости потока до 100 м/с число
Нуссельта, характеризующее теплообмен в
пористой среде, возрастает более чем в 200
раз, а значение Nu_{turb} становится больше, чем
 Nu_{lam} , примерно в два раза.

В засыпке из шариков $\delta = 5$ мм, $\varphi = 0.4$
для гексогена вблизи предела детонации при
средней в течение охлаждения продуктов де-
тонации величине $\alpha_g = 3 \cdot 10^{-5}$ м²/с имеем
 $\tau_4^0 \approx 5$ мс. Для средних параметров в зоне ре-
акции $\rho_g = 5$ кг/м³, $\mu_g = 10^{-4}$ кг/(м·с) и
 $\text{Pr} \approx 0.7$ скоростям потока $u = 0.1$; 1; 10 и
100 м/с соответствуют числа $\text{Nu} \approx 17$; 50; 185;
862 и времена охлаждения $\tau_4 \approx 1.121$; 0.383;
0.103 и 0.022 мс. Из оценок видно, что за зо-
ной реакции по окончании тепловыделения про-
изойдет быстрый спад температуры и свечение
прекратится (что и наблюдается в опытах).

При оценке времени охлаждения в ПС газ
нельзя считать покоящимся. Если допустить,
что в зоне реакции произошла локальная оста-
новка продуктов реакции, то при наблюдаемом
в опытах градиенте давления $\frac{dp}{dx} < 0$ газ при-
обретет некоторую скорость. Оценим ее вели-
чину, исходя из закона сохранения импульса
для потока газа в пористой среде:

$$\rho_g u \frac{du}{dx} = -\frac{dp}{dx} - F, \quad (1)$$

где x — координата по направлению движения
волны, F — удельная объемная сила сопротив-
ления. Согласно [16]

$$F = \frac{\rho \alpha_p u^2}{2\varphi} f, \quad (2)$$

где

$$f = \begin{cases} 36.4/\text{Re}_1 + 0.45, & \text{Re}_1 < 2 \cdot 10^3; \\ 1.09/\text{Re}_1^{0.14}, & 2 \cdot 10^3 \leq \text{Re}_1 \leq 10^5, \end{cases}$$

$\text{Re}_1 = ud_1/\nu_g$, d_1 — гидравлический диаметр
(для засыпки из шаров $d_1 = 24\delta/3(1 - \varphi)$). Из

(1) с учетом (2) получим, что газ на длине Δx
приобретает скорость

$$u \approx \left(\frac{|\Delta p/\Delta x|}{\rho/\Delta x + \rho \alpha_p f_1/2\varphi} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для засыпки из шариков с $\delta = 5$ мм при сред-
них реализующихся в эксперименте значени-
ях $|\Delta p/\Delta x| \approx 10$ МПа/м, $\Delta x \approx 0.01$ м, $\rho_g \approx$
5 кг/м³ по формуле (3) находим $u \approx 80$ м/с,
 $\text{Nu} \approx 750$ ($u \approx 100$ м/с при $\Delta x \approx 0.1$ м). По-
скольку $\text{Nu}_0 \approx 3.8$, то теплообмен при $u \approx$
80 м/с будет протекать почти в 200 раз интен-
сивнее, чем для $u = 0$, а $\tau_4^0/\tau_4 \approx 250$. Таким
образом, оценки величины τ_4 объясняют, поче-
му $\tau_3 \approx \tau_2$, $\lambda_3 \approx \lambda_2$.

При отрицательном градиенте давления в
волне газ движется в обратную сторону и по
окончании реакций остывает за 100 ÷ 200 мкс.
Это означает, что длина зоны реакции $\lambda_r \leq \lambda_3$
незначительно короче области сжатия. Зона ре-
акции в волне детонации сравнительно про-
тяженная, поскольку частицы ВВ при низких
давлениях сгорают в течение десятков или сот-
ен микросекунд.

Оценим коэффициент сопротивления для
трубы площадью сечения S , периметром A , за-
полненной ПС. Сила трения на единицу поверх-
ности трубы $\sigma_f = c_f \rho w^2/2$, где c_f — коэффи-
циент трения, w — среднерасходная скорость
газа в сечении S или скорость фильтрации
($w = u\varphi$). Считая, что удельная объемная сила
сопротивления $\sigma_f A/S = 4\sigma_f/d$ совпадает с F ,
определяемой по (2), получим $c_f = Sa_p f/A\varphi^3$.
Отсюда при $d = 2$ см, $\delta = 5$ мм, $\varphi = 0.4$ и
 $\text{Re}_1 \approx 10^3 \div 10^5$ будем иметь $c_f \approx 23 \div 12$.
Для сравнения, в гладких трубах при $\text{Re} =$
 $\langle u \rangle d/\nu = 10^3 \div 10^5$ (где $\langle u \rangle$ — средняя ско-
рость газа в сечении) по Блазиусу [17] $c_f =$
 $7.91 \cdot 10^{-2} \text{Re}^{-1/4} \approx 1.4 \cdot 10^{-2} \div 4.4 \cdot 10^{-3}$; в тру-
бе с шероховатостью $k_s \approx 1$ мм, эквивалентной
песочной, в режиме с полным проявлением ше-
роховатости [17] $c_f = 4[2 \lg(d/2k_s + 1.74)]^{-2} \approx$
 $1.75 \cdot 10^{-2}$. Таким образом, сила сопротивления
в ПС на 3–4 порядка выше, чем в гладких и ше-
роховатых трубах. Несмотря на высокие сопро-
тивления трения и теплотери, в ПС все же
возможны стационарные режимы детонации.

При увеличении потерь в мелкодисперсной
пористой среде — порошке ЭП-450 с размера-
ми частиц $\delta = 40 \div 400$ мкм — детонацию
не удается возбудить даже для гексогена при
 $\rho \leq 40$ мг/см³. С увеличением размера частиц

пористой среды и уменьшением потерь тепла в каркас, детонация устойчиво распространяется, область ее существования расширяется, скорость детонации и давление в волне растут.

Анализ фоторазверток самосвечения позволил установить, что при распространении детонационной волны в вакуумированной ПС поджигание слоя ВВ осуществляется горячими струями, истекающими из области высокого давления вперед. По трекам на фоторазвертках были определены массовые скорости потока за фронтом волны с погрешностью $\approx 10\%$. Максимальная скорость струй на переднем фронте в отдельных порах близка к скорости детонации и даже превышает ее на $50 \div 60\%$ (рис. 7).

Поток газа на расстоянии около 7δ от фронта разворачивается и движется в обратную сторону со скоростью ≈ 100 м/с, что подтверждает сделанные выше оценки по определению скорости u в области отрицательного градиента давлений.

Частицы ПС способствуют быстрому установлению скорости детонации и стационарного профиля давления. Длина свободного пробега молекул в ПС не превышает δ . Пористая среда препятствует «убеганию» молекул и расплыванию переднего фронта во времени. По этой причине в случае детонации вакуумированной пористой среды стационарный режим устанавливается быстрее, чем в капельных или пылевых взвесах. Рассмотренная постановка эксперимента позволяет установить наличие конвективно-струйного механизма воспламене-

ния, исключив все остальные известные (ударной волной, турбулентным пламенем).

Влияние начального давления газа на пределы и параметры детонации ВВ в пористой среде

Попробуем представить, как влияет небольшое начальное давление газа на параметры детонации низкоплотных ВВ. По нашему мнению, механизм такого влияния следующий. Частицы ВВ на поверхности шариков представляют собой сплошной слой, толщина которого зависит от среднеобъемной плотности. При воспламенении частиц ВВ возникает большое количество струй, что приводит к повышению давления в зоне реакции. Скорость струй превышает скорость звука в воздухе перед фронтом волны. Поэтому на части многочисленных струй, направленных вперед, возникнут скачки уплотнения и будет формироваться слабый ударный предвестник со сложной неоднородной поверхностью. Воздух, препятствуя разгрузке струй, усиливает теплообмен и облегчает воспламенение ВВ. Это сыграет положительную роль по сравнению со случаем детонации в вакуумированной среде. И детонация в газонаполненной ПС будет существовать при $\hat{p} \leq \hat{p}^*$, где \hat{p}^* соответствует вакуумной детонации. Но затем с увеличением p_0 (добавлением балластной массы инертного газа) более холодная, чем продукты реакции ВВ, газовая фаза уменьшит температуру горячих продуктов реакции, что приведет к срыву детонации. На основании этих соображений можно ожидать существования двух пределов детонации по давлению.

Особенностью детонации низкоплотных ВВ при конечных значениях p_0 является наличие ударного предвестника, распространяющегося по газовой фазе. Осциллограммы давления в газонаполненной ПС отличаются от случая детонации в вакуумированной среде более резким подъемом давления с последующим изломом переднего фронта (см. рис. 8 и рис. 3, 4). Максимумы давления и свечения обычно близки между собой, подъем давления на $3 \div 10$ мкс опережает начало свечения. При детонации гексогена в диапазоне $\hat{p} = 5 \div 40$ мг/см³ длина нарастания фронта давления около $(8 \pm 0.5)\delta$.

Наличие газовой фазы (воздуха) перед фронтом детонации по сравнению со случаем вакуумированной среды незначительно увеличивает скорость детонации, но существенно повышает давление в волне. Так, для гексоге-

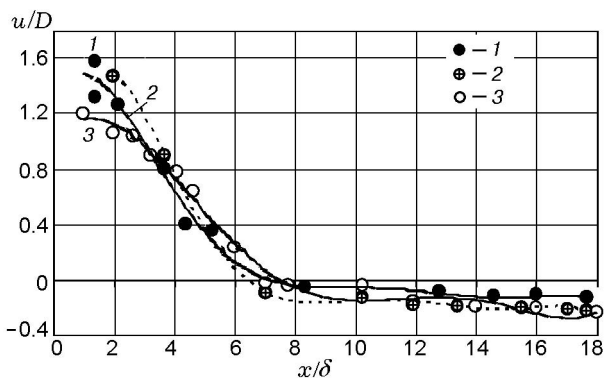


Рис. 7. Безразмерные профили массовой скорости относительно пористой среды за фронтом детонации гексогена в вакуумированной среде для опытов 1–3 ($\delta = 11.5$ мм, $\hat{p} = 10$ мг/см³, $D = 1100$ м/с)

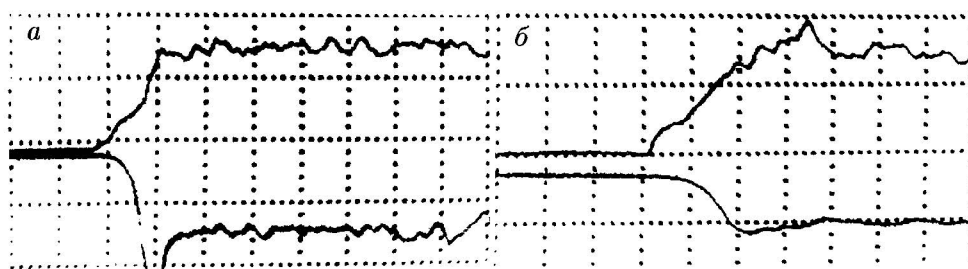


Рис. 8. Осциллограммы давления (верхний луч) и свечения (нижний луч) в волне детонации гексогена в газонаполненной пористой среде:

масштаб по горизонтали $t = 10$ мкс/дел.; a — $\hat{\rho} = 10.4$ мг/см³, $\delta = 2.5$ мм, $p_0 = 0.15$ МПа, $D = 833$ м/с, масштаб по вертикали $y_1 = 0.2$ В/дел. (9.70 МПа/дел.), $y_2 = 1$ В/дел., b — $\hat{\rho} = 5$ мг/см³, $\delta = 5$ мм, $p_0 = 0.15$ МПа, $D = 855$ м/с, масштаб по вертикали $y_1 = 0.1$ В/дел. (4.85 МПа/дел.), $y_2 = 2$ В/дел.

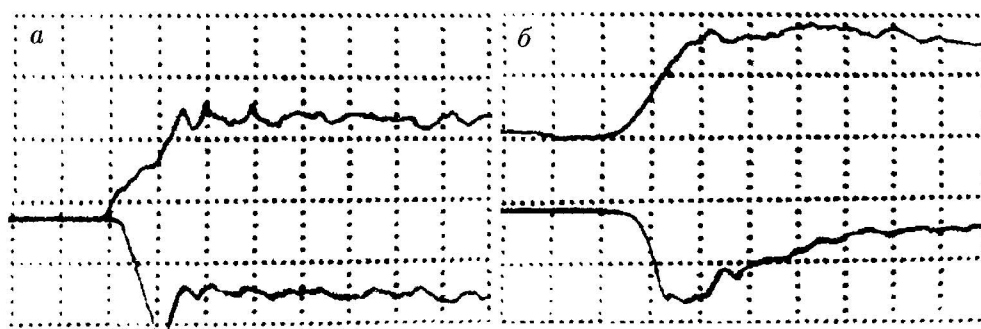


Рис. 9. Осциллограммы давления (верхний луч) и свечения (нижний луч) в волне детонации гексогена в газонаполненной (а) и вакуумированной (б) пористой среде ($\delta = 2.5$ мм):

масштаб по горизонтали $t = 10$ мкс/дел.; a — $\hat{\rho} = 9.94$ мг/см³, $p_0 = 0.2$ МПа, $D = 870$ м/с, масштаб по вертикали $y_1 = 0.2$ В/дел. (9.70 МПа/дел.), $y_2 = 1$ В/дел.; b — $\hat{\rho} = 9.47$ мг/см³, $p_0 = p_{00}$ (вакуум), $D = 833$ м/с, масштаб по вертикали $y_1 = 0.1$ В/дел. (4.85 МПа/дел.), $y_2 = 1$ В/дел.

на плотностью $\hat{\rho} \approx 10$ мг/см³ максимальное давление в волне детонации в опыте с $p_0 = 0.2$ МПа в 2.5 раза больше, чем в опыте с вакуумированной средой (рис. 9).

Незначительное изменение величины $\hat{\rho}$ вблизи предела наиболее существенно влияет на перепад давления на фронте $\Delta p_{\max} = p_{\max} - p_0$. Для гексогена $\Delta p_{\max} \approx 3.5 \div 4$ МПа при $\hat{\rho} \approx 4.6$ мг/см³, а при $\hat{\rho} \approx 5$ мг/см³ перепад давления возрастает до $\Delta p_{\max} \approx 7.5$ МПа.

Зону реакции, как и в случае детонации в вакуумированном объеме, можно условно разделить на активную зону, где газ движется вперед, и пассивную, где частицы ВВ длительно ($\tau \leq \tau_3 \approx 250 \div 350$ мкс) догорают при обратном движении продуктов реакции за счет отрицательного градиента давления в волне. Из анализа фоторазверток следует, что размер активной зоны близок к λ_1 . Величина τ_3 более точно определяется по фоторазверткам

процесса. Характерное значение τ_2 лишь на $50 \div 100$ мкс превышает τ_3 , что объясняется быстрым остыванием сгоревшего газа в порах.

Наибольшее влияние начального давления сказывается при $\rho \geq \hat{\rho}^*$, когда волна еще слабая. Результаты такого исследования приведены на рис. 10. Обнаружено, что для начального давления существуют пределы слева ($p_{0\min}^*$) и справа ($p_{0\max}^*$) по p_0 и с уменьшением $\hat{\rho}$ область существования детонации сужается. При $\hat{\rho} \approx 4.0$ мг/см³ «чисто вакуумная детонация» уже не реализуется, но при этой концентрации ВВ детонация возбуждается начиная с $p_0 \approx 0.05$ МПа и прекращается со значений $p_0 \geq 0.135$ МПа. Наличие предела $p_{0\max}^*$ связано с гасящим действием инертного газового компонента. Однако умеренное добавление газа в систему усиливает теплообмен, ускоряет нагрев частиц ВВ и облегчает возбуждение детонации, чем и объясняется возникновение дето-

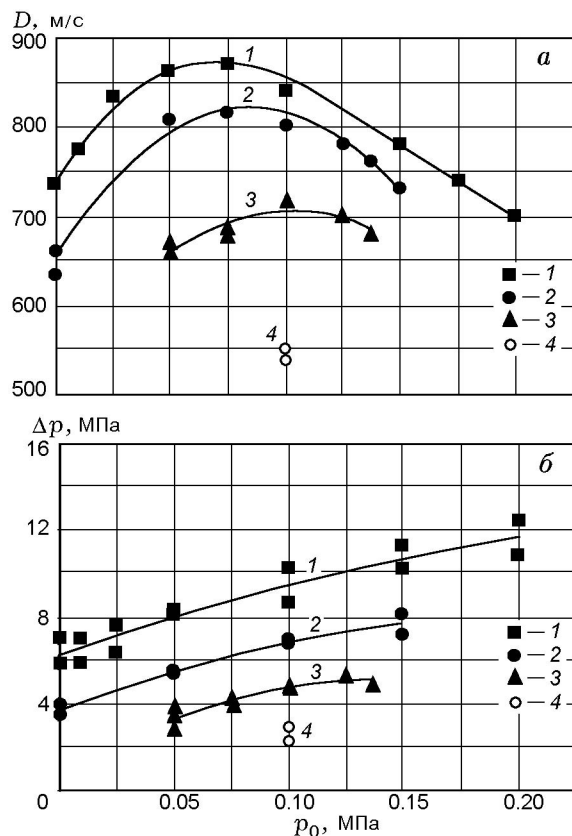


Рис. 10. Зависимости скорости детонации (а) и давления во фронте волны детонации гексогена (б) от начального давления воздуха в пористой среде при $\delta = 2.5$ мм: $\hat{\rho} = 5$ (1), 4.55 (2), 4 (3), 3 мг/см³ (4)

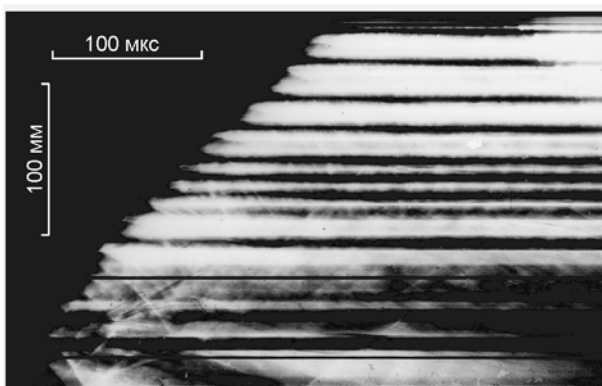


Рис. 11. Фоторазвертка самосвечения волны низкоскоростной детонации гексогена в пористой среде ($\delta = 11.5$ мм, $p_0 = 0.1$ МПа, $\hat{\rho} = 10$ мг/см³, $D = 1100$ м/с)

нации при $p_0 \geq p_{0\min}^*$. При $\hat{\rho} \approx 3$ мг/см³ детонация возбуждается лишь в узкой окрестности $p_0 = 0.1$ МПа (при этом $p_{0\min}^*$ и $p_{0\max}^*$ практически совпадают). Для более низких значений $\hat{\rho}$ потери в системе слишком велики и детонация отсутствует при любом давлении p_0 .

Кривая $D(p_0)$ имеет выраженный максимум, который соответствует примерно половине $p_{0\max}^*$ для $\hat{\rho} = 5$ и 4.55 мг/см³ и находится посередине между $p_{0\min}^*$ и $p_{0\max}^*$ для $\hat{\rho} = 4$ мг/см³, давление во фронте для аналогичных кривых 1–3 растет почти линейно с p_0 (см. рис. 10).

В оптических исследованиях при скоростной фотосъемке самосвечения волны установлено существование конвективно-струйного механизма воспламенения и распространения детонации, как и в вакуумированной ПС. На фотоснимках видно, что в порах горячие струи газа истекают из области высокого давления вперед и поджигают частицы ВВ (рис. 11). На переднем фронте максимальная скорость горячих струй газа близка к скорости детонации (газ перед волной оказывает тормозящее и охлаждающее действие на струи), тогда как в вакуумированной среде скорость отдельных струй превышает скорость детонации на 10 ÷ 60 % (см. рис. 7).

По трекам самосвечения продуктов детонации ВВ в трубке с шариками диаметром $\delta = 11.5$ мм, которая происходит в вакуумированной среде, измерена массовая скорость продуктов реакции по всей длине за фронтом с погрешностью ≈ 10 % (рис. 12). Область, внутри

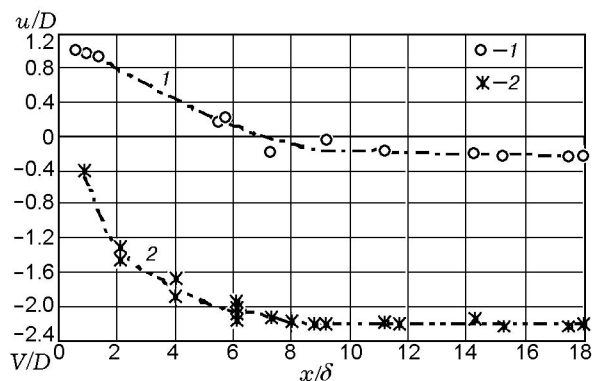


Рис. 12. Безразмерные профиль массовой скорости (1) и скорость отраженных ударных волн (2) относительно пористой среды за фронтом детонации в гексогене ($\delta = 11.5$ мм, $p_0 = 0.1$ МПа, $\hat{\rho} = 10$ мг/см³, $D = 1090$ м/с)

которой расположена зона реакции (продукты реакции движутся вперед к фронту), составляет $\approx(6 \div 7)\delta$. На большем удалении продукты реакции движутся в обратном направлении со скоростью ≈ 100 м/с из-за наличия отрицательного градиента давления в волне. В этой области энерговыделение практически прекращается и ВВ выгорает сравнительно медленно с поверхности слоя порошка.

Скорость струй на переднем фронте не превышает скорости детонации, и регистрируются отраженные от частиц пористой среды ударные волны с реакцией (вторичная детонация), движущиеся в обратном направлении от фронта (см. рис. 11, 12). В конце зоны реакции при $x \approx (6 \div 7)\delta$ скорость отраженных волн достигает максимума и они вырождаются в звуковые. При этом горение практически прекращается. Можно оценить, что на удалении от фронта детонации $x \approx (8 \div 10)\delta$ скорость звука достигает максимума $c_{\max} \approx 2.2D$ (см. рис. 12).

ВЫВОДЫ

Показано, что для окологранных режимов детонации ВВ в пористой среде имеет место конвективно-струйный механизм распространения детонации, когда перенос пламени в поры осуществляется струями горячих продуктов.

Показано, что критическая среднеобъемная плотность ВВ зависит от типа ВВ, начального давления газа в пористой среде, размера частиц пористой среды и составляет несколько миллиграммов на кубический сантиметр.

Обнаружено, что при наличии газа в пористой среде детонация возможна при меньшей, чем в случае вакуумированной среды, среднеобъемной плотности ВВ; при этом для каждой плотности существуют два предела (минимальный и максимальный) по начальному давлению. Существование верхнего предела по давлению при малых значениях среднеобъемной плотности ВВ связано с тем, что с повышением начального давления газ перед волной оказывает охлаждающее и тормозящее действие на струи и препятствует возбуждению детонации. С уменьшением среднеобъемной плотности ВВ наблюдается сужение области существования детонации по начальному давлению вплоть до ее вырождения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В. В., Зубков П. И., Киселев Г. И., Лукьянчиков Л. А. Об одном из режимов детонации в порошковых ВВ малой плотности // Динамика сплошной среды. — Новосибирск: ИГиЛ СО АН СССР, 1972. — Вып. 10. — С. 183–188.
2. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А. К механизму распространения детонации с малой скоростью в порошковом тэне при искровом иницировании // Физика горения и взрыва. — 1974. — Т. 10, № 6. — С. 912–919.
3. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. Структура стационарных детонационных волн в смесях газа с частицами унитарного топлива // Детонация. — Черноголовка: ОИХ АН СССР, 1980. — С. 96–99.
4. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1981. — № 5. — С. 47–53.
5. Ждан С. А. Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 6. — С. 109–115.
6. Ждан С. А. Безударное иницирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 136–142.
7. Ждан С. А. Иницирование расходящейся детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 66–71.
8. Ждан С. А. Пределы распространения в трубе детонации вакуум-взвесей // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 2. — С. 76–84.
9. Ждан С. А., Прохоров Е. С. Иницирование детонации в вакуум-взвеси частиц гексогена // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 4. — С. 65–71.
10. Пинаев А. В., Лямин Г. А. Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. АН. — 1992. — Т. 325, № 3. — С. 498–501.
11. Митрофанов В. В., Бакиров И. Т. Детонация взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 2. — С. 122–124.
12. Митрофанов В. В., Субботин В. А. Спиновая детонация напыленного слоя взрывчатого вещества в вакуумированных трубках // Докл. АН. — 1998. — Т. 363, № 2. — С. 191–194.
13. Пинаев А. В. Детонация в вакуум-взвеси вторичных ВВ // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 2. — С. 103–108.
14. Лыков А. В. Теплообмен. — М.: Энергия, 1978. — С. 155–161.

-
15. **Rogg B., Herman D., Adomeit G.** Shock-induced blow in regular array of cylinders and packed beds // Intern. J. Heat Mass. Transfer. — 1985. — V. 28, N 12. — P. 2285–2298.
16. **Аэров М. Е., Годес О. М.** Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. — Л.: Химия, 1968.
17. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.

*Поступила в редакцию 26/VI 2008 г.,
в окончательном варианте — 16/IX 2008 г.*
