

## Список литературы

- 1 Г.В. Белов, Ю.Б. Базаров, С.Н. Екимчев, А.К. Жиёмбетов, А.В. Кудашов, И.В. Олейников, А.В. Шишканов, Н.И. Шустова. Влияние скорости ударника на параметры взрыва образцов из двух типов бризантных ВВ. Сборник тезисов докладов XV Харитоновских Чтений, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2013г., стр.56.
- 2 V. A. Pushkov, A. I. Abakumov, A. V. Yurlov, A. V. Kal'manov, A. A. Sedov and A. V. Rodionov. Response of HMX-based HE to low-velocity loading by steel cylindrical impactor. Proceedings of the AIP Conference, **1426**, Part one, 2011, pp.418-421.
- 3 A.I.Abakumov, et al., "Numerical-experimental research of deformation of energetic materials in conditions of low-velocity loading in tests with split Hopkinson pressure bar," Proceedings of the IX Khariton's Readings. RFNC-VNIIEF, Sarov, Russia, 2007, pp. 215-226.
- 4 Chidester, S. K., Tarver, C. M., DePiero, A. H., and Garza, R. G., "Single and multiple impact ignition of new and aged high explosives in the Steven impact test," AIP Conf. Proc. 2000, **505**, 663-666.
- 5 Vandersall, K., S., et al., "Experimental and modeling studies of crush, puncture, and perforation scenarios in the steven impact test," 12th Int. Det. Sym., 2002, pp.131-139.
- 6 Idar, D. J., et al., "Low amplitude insult project: PBX 9501 high explosive violent reaction experiments," 11th Int. Det. Sym., 1998, pp.101-110.
- 7 Belov, G. V., et al., "Numerical simulation of experiments on the low-velocity impact on octogen-based HE using the explosive transformation initiation kinetics," Abstracts of 7th International Meeting on New Models and Hydrocodes for Shock Waves Processes in Condensed Matter. Estoril, Portugal, 2008, pp. 37-38.
- 8 Р. Джексон, Л. Грин, Р. Барлетт, У. Хоуфер, П. Крамер, Р. Ли, Э. Нидик-мл., Л. Шоу, Р. Вейнгарт. Закономерности инициирования и распространения детонации во взрывчатом веществе ТАТБ. Сборник «Детонация и взрывчатые вещества», М., Мир, 1981, стр.323-342.
- 9 Mas E.M., Clements B.E., Blumenthal W.R., Cady C.M., Gray III G.T. Applying micro-mechanics to finite element simulations of split Hopkinson pressure bar experiments on high explosives. Shock Compression of Condensed Matter-2001. pp. 539-542.
- 10 Г.В. Белов, Ю.Б. Базаров, С.Н. Екимчев, А.К. Жиёмбетов, А.В. Кудашов, И.В. Олейников, А.В. Шишканов, Н.И. Шустова. Влияние скорости ударника на параметры взрыва образцов из двух типов бризантных ВВ. Сборник докладов XV Харитоновских Чтений, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2013г., стр.111-118.

**ВЛИЯНИЕ ПРИРОДЫ ГАЗОВ НА КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ПОРИСТЫХ ВВ**

*В.М. Бельский*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Сжатие и нагрев газа во включениях и неоднородностях – один из возможных механизмов образования очагов при инициировании ВВ ударными волнами. Однако единого мнения о его эффективности в литературе до сих пор нет. Причиной тому является не понятая до сих пор противоречивость результатов, полученных при его экспериментальной проверке, в основу которой легло выражение (1), связывающее конечную температуру  $T$  адиабатического разогрева идеального газа с давлением сжатия  $P$  и его начальными параметрами  $T_0$  и  $P_0$  и показателем адиабаты  $\gamma$ ,

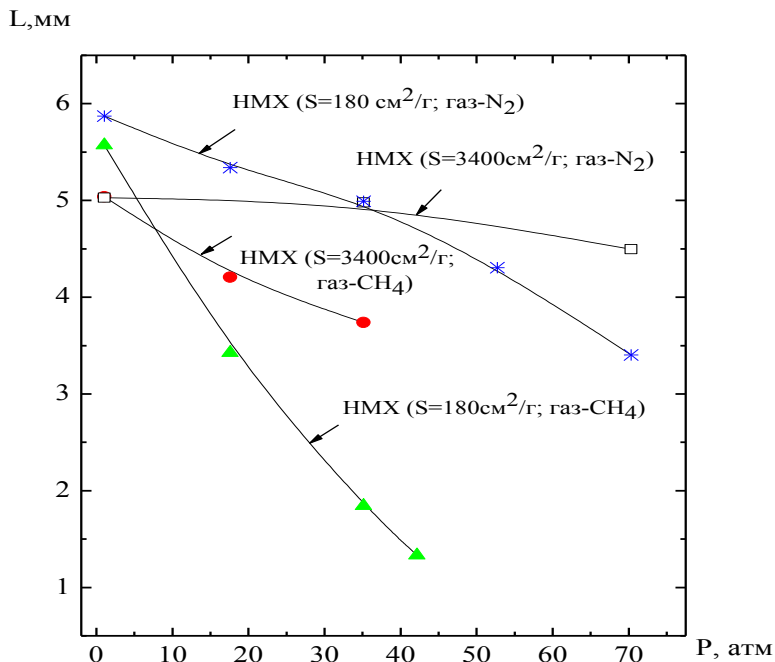
$$T = T_0 \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \quad (1)$$

На основании (1) ожидалось, что природа газа и его начальное давление в порах образцов исследуемых ВВ будет заметно влиять на минимальную величину давления ударной волны, вызывающей возбуждение детонации в заряде гетерогенного ВВ, и на характер формирования детонационного режима. Однако выполненные стандартные исследования на чувствительность по схеме «активный заряд» - «инертный экран» - «пассивный заряд» с плоской ударной волной не показали ожидаемого влияния показателя  $\gamma$  газа (аргон, воздух, метан,  $\text{CO}_2$ ) и его начального давления в порах в диапазоне 0 - 1 атм на глубину формирования детонационного режима в ТЭНе с начальной плотностью  $\rho_0=1,0$  г/см<sup>3</sup> [1] и на величину 50% границы инициирования детонации гексогена начальной плотностью  $\rho_0=1$  г/см<sup>3</sup> [2]. Не изменилась и динамика развития собственно реакции разложения в слое ударно сжатого плоской ударной волной гексогена начальной плотностью  $\rho_0=1$  г/см<sup>3</sup>, в порах которого находился воздух и углекислый газ при начальном давлении в 1 атм. и 10 - 12 атм [2]. Однако сжатие в атмосфере воздуха и в вакууме ( $P \leq 1$  мм ртутного столба) пористых образцов гексогена ( $\rho_0=1$  г/см<sup>3</sup>), составленных из монокристаллических частиц размером 0,4 - 1,0 мм, ударной волной приблизительно прямоугольного профиля с выраженным ударным фронтом амплитудой  $P=1,5 - 2$  тыс. атм. в первом случае всегда приводило к взрыву, во втором - к его отсутствию. Аналогичные опыты с образцами чешуированного ТНТ (с той же начальной плотностью и размером частиц) в первом случае приводили к появлению очагов разложения в виде черных точек, вкрапленных в массу незатронутого разложением вещества, во втором - к их отсутствию [3].

Специальные эксперименты по ударноволновому инициированию жидких и твердых ВВ, содержащих единичную пору, заполненную различными газами [4], [5], [6] показали, что возбуждение детонации в нитрометане, теплофизические характеристики которого близки к таковым для гетерогенных ВВ, плоской ударной волной прямоугольного профиля интенсивностью  $P \sim 9$  ГПа, происходит только от крупных ( $\sim 1$  мм) пузырьков газа (аргон, бутан) за времена около 2 мкс и значительной разницы в инициирующей способности этих газов замечено не было. Кристаллический гексоген и прессованный тротил, содержащие такую же по размеру пору, заполненную аргоном, воздухом или пропаном, при сжатии их ударными волнами амплитудой 0,1 - 0,5 ГПа [5], [6] зажигаются с задержкой 10 - 100 мкс. Более мелкие поры, так же как и в [4] оказались неэффективны.

Таковыми же неоднозначными оказались и результаты исследования границы инициирования, выполненные по той же схеме, но с расходящимися ударными волнами (методы «gap-test»). В одних экспериментах с ТЭНом насыпной плотности [7] 50% граница инициирования нормальной детонации не изменялась, независимо от того был ли в порах заряда вакуум ( $P < 10^{-4}$  мм ртутного столба) или воздух при давлении  $P=1$  атм, в других [8] - с увеличением давления газа ( $\text{Ar}$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{CHClF}_2$ ) в порах от 1 до 70 атм, чувствительность порошкообразных ТЭНа ( $\rho_0 = 0,9$  г/см<sup>3</sup>) и октогена ( $\rho_0 = 1,14$  г/см<sup>3</sup>) снижалась (уменьшалась толщина экрана, обеспечивающая 50 % границу инициирования).

Поведение критической толщины экрана ( $L$ ), обеспечивающей в условиях опыта 50% возбуждение детонации образцов октогена, в порах которого находится азот ( $\text{N}_2$ ) и метан ( $\text{CH}_4$ ) при различных начальных давлениях ( $P$ ) и двух значениях удельной поверхности ( $S$ ) частиц октогена показано на рисунке [8].



**Рисунок.** Влияние природы и давления газа в порах на 50% возбуждение детонации октогена начальной плотностью  $\rho_0=1,14 \text{ г/см}^3$

Из рисунка видно, что повышение давления азота с 1 атм до 70 атм уменьшает критическую толщину экрана в  $\sim 1,4$  раза. Замена азота метаном приводит к более резкому ее снижению. Аналогичное поведение получено и на ТЭНе начальной плотностью  $\rho_0=0,9 \text{ г/см}^3$ . В целом степень влияния газа на ударноволновую чувствительность возрастала с увеличением его плотности. Однако каких-либо свойств газа напрямую, связанных с этим эффектом, авторами [8] обнаружено не было.

В настоящей работе, в отличие от [7], [8], интерпретация качественной стороны зарегистрированных явлений проведена с позиций запаса тепла, приобретенного ударно сжатым газом в поре.

Известно [9], что для устойчивого зажигания необходимо, во – первых, чтобы поверхность поры нагрелась до определённой температуры  $T_s$ , и, во - вторых, чтобы в ВВ образовался достаточно глубокий прогретый слой.

Запас тепла в сжатой газовой полости определяется выражением:

$$Q = m_2 \cdot C_v \cdot \Delta T; \quad m_2 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_0 \quad (2)$$

здесь  $m_2$  – масса газа, заключенная в поре,  $C_v$  – теплоемкость газа,  $\Delta T$  – максимальный разогрев газа в результате ударного сжатия,  $\rho_0$  – начальная плотность газа,  $r_0$  – начальный радиус поры.

Максимальный разогрев при адиабатическом сжатии газа определяется величиной максимального сжатия полости в ударной волне

$$\Delta T = T_0 \left( \frac{V_0}{V} \right)^{\gamma-1} - T_0 = T_0 \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^{3(\gamma-1)} - 1 \right], \quad (3)$$

откуда с учетом известных соотношений для идеального газа получим окончательное выражение для запаса тепла

$$Q = \frac{4}{3} \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_0 \cdot \frac{R}{\gamma - 1} \cdot T_0 \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^{3(\gamma - 1)} - 1 \right] \quad (4)$$

где  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\gamma$  – показатель адиабаты газа.

Степень сжатия сферической поры в первом приближении определим в упрощенной постановке из решения задачи Релея [10] (модель идеальная несжимаемая жидкость – сферическая полость с идеальным газом)

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{P(r) - P(t)}{\rho_{0ж}}, \quad (5)$$

где  $P(r)$  – давление внутри поры,  $P(t)$  – приложенное давление,  $\rho_{0ж}$  – плотность жидкости,  $r$  – радиус поры. (Допустимость пренебрежения сжимаемостью вещества вплоть до 1 ГПа показана в [11]). При  $P(t) = \text{const}$  (ударная волна прямоугольного профиля бесконечной длительности) и условии адиабатичности сжатия газа уравнение (5) легко решается в квадратурах. Однако в экспериментах с расходящимися волнами (методика «gap-test»), для которых характерен крутой фронт со скачком давления и спадающий (типа экспоненты) профиль давления, длительность положительной фазы, как правило, имеет тот же порядок, что и время схлопывания пор, поэтому максимальное сжатие поры определяется не только амплитудой ударной волны, но и ее профилем. В этом случае необходимо численное решение уравнения (5), которое для случая экспоненциального изменения давления вида (6) провел Р.И.Солоухин [12].

$$P(t) = P_f e^{-\frac{t}{r_0 \sqrt{\mu \frac{\rho_{0ж}}{P_0}}}} \quad (6)$$

Здесь  $P_f$  – давление на фронте ударной волны,  $\mu$  – безразмерный параметр, определяющий отношение постоянной времени спада давления к характерному времени сжатия  $r_0 \sqrt{\frac{\rho_{0ж}}{P_0}}$  пустого пузырька радиуса  $r_0$  постоянным гидростатическим давлением  $P_0$ .

С использованием результата, полученного Солоухиным [12], Кедринский [13] установил приближенную аналитическую зависимость максимального сжатия пузырька от амплитуды и постоянной спада  $\mu$  набегающей на него ударной волны

$$\left( \frac{r_0}{r_{\min}} \right)^{3(\gamma - 1)} = 1 + \frac{\mu A^2 (\gamma - 1)}{1 + \mu A}; \quad (7)$$

здесь  $A = P/P_0$  – отношение амплитуды ударной волны  $P$  к начальному давлению  $P_0$ ,  $\mu$  – безразмерный параметр, определяющий отношение постоянной времени спада давления к характерному времени сжатия пузырька радиусом  $r_0$  постоянным давлением.

Теперь с учетом выражения (7) зависимость запаса тепла в ударно сжатом газе от его свойств и параметров ударного сжатия приобретает вид

$$Q = \frac{4}{3} \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_0 \cdot R \cdot T_0 \cdot \frac{\mu \cdot A^2}{1 + \mu \cdot A} \quad (8)$$

Из уравнения (8) видно, что в принятой модели запас тепла в поре при ее ударном сжатии, а, следовательно, и возможность инициирования детонации одновременно определяется совокупностью параметров: начальным размером пор  $r_0$ , начальной плотностью газа  $\rho_0$ , начальной температурой газа  $T_0$ , отношением амплитуды ударной волны к начальному давлению газа в пузырьке  $A$ , крутизной спада давления за ударным фронтом  $\mu$ , но совершенно не зависит от показателя адиабаты, что и наблюдается в экспериментах по инициированию нормальной детонации.

Оценим, используя полученную формулу (8), отношение давлений ( $P_1/P_2$ ) при 50% границе инициирования заряда одного и того же ВВ одной и той же пористости для следующих случаев, представленных на рисунке:

1- в порах одинакового размера ( $r_1 \equiv r_2$ ) находится одинаковый газ ( $M_1 = M_2$ ) при различном начальном давлении ( $P_{10} < P_{20}$ ) (здесь и далее  $M$  - молекулярная масса газа, заключенного в поре);

2- в порах различного размера ( $r_1 \neq r_2$ ) при одном и том же начальном давлении ( $P_{10} \equiv P_{20}$ ) находится один и тот же газ ( $M_1 = M_2$ ) (этот случай соответствует различному размеру частиц исследуемого ВВ, поскольку размер пор в образце зависит от размера частиц и пористости);

3- в порах одинакового размера ( $r_1 \equiv r_2$ ) при одинаковом начальном давлении ( $P_{10} \equiv P_{20}$ ) находятся различные газы ( $Q_{20} > Q_{10}$ ), ( $M_2 > M_1$ );

Во всех случаях начальная температура газа в порах одинакова.

Полагая, что запас тепла в поре, необходимый для зажигания одного и того же ВВ, должен быть одинаковым, получим для отношения запасов тепла:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3 \left(\frac{\rho_{10}}{\rho_{20}}\right) \frac{\mu_1 A_1^2}{\mu_2 A_2^2} \frac{1 + \mu_2 A_2}{1 + \mu_1 A_1} = 1 \quad (9)$$

Выражая отношение плотностей  $Q_{20}/Q_{10}$  через отношение начальных давлений и молекулярных масс с помощью уравнения состояния Клапейрона-Менделеева, в первом случае получим

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1}\right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1}\right)^2 + \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right) \left(\frac{1}{1 + \mu_1 A_1}\right) \frac{P_{20}}{P_{10}}}, \quad (10)$$

откуда, в соответствии с экспериментом [8], следует, что возрастание начального давления газа в порах  $P_{20}$  приводит к возрастанию давления инициирования  $P_2$ . Для плоских ударных волн прямоугольного профиля  $\mu = \infty \frac{P_2}{P_1} = 1$  граница инициирования от давления газа в порах не зависит, что также согласуется с экспериментальными результатами [2].

Во втором случае для соотношения давлений имеем

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1} \right) \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1} \right)^2 \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^6 + \frac{\mu_1}{\mu_2 (1 + \mu_1 A_1)} \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3}, \quad (11)$$

откуда следует, что с уменьшением размера пор (уменьшением размера частиц ВВ  $r_2 < r_1$ ) критическое давление инициирования возрастает, что также согласуется с экспериментом [8].

В третьем случае из соотношения (12)

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{2} \left( \frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1} \right) \left( \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}} \right)^3 + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{\mu_1 A_1}{1 + \mu_1 A_1} \right)^2 \left( \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}} \right)^6 + \frac{\mu_1}{\mu_2 (1 + \mu_1 A_1)} \left( \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}} \right)^3} \quad (12)$$

следует, что увеличение плотности газа приводит к снижению границы инициирования, что также наблюдается в действительности [8].

Таким образом, качественная сторона экспериментальных данных по влиянию природы газа на 50 % границу инициирования нормальной детонационной волны в пористых ВВ ударными волнами находит непротиворечивое объяснение с позиций запаса тепла, приобретённого ударно сжатым газом в поре, с учетом профиля её ударноволнового нагружения. Однако при этом следует заметить, что отсутствие влияния давления газа на границу инициирования, [1], [7], [15] может быть следствием осуществления иного механизма инициирования, связанного с сильным локальным разогревом самих частиц ВВ в местах наибольших деформаций и течений.

### Список литературы

1. Seay G., Seely L. Initiation of low-density PETN pressing by a plane shock wave// J.Appl.Phys. 1961. Vol.32, №6. P.141-145.
2. Колдунов С.А., Шведов К.К., Дремин А.Н. Разложение пористых ВВ под действием ударных волн. ФГВ, т.9, № 2, 1973, стр.295-304.
3. Е.Н.Александров, В.А.Веретенников, А.Н.Дремин, К.К.Шведов. Дробление твердых ВВ в ударной волне. ФГВ 1968, т.4 №3, стр.401-407.
4. A.W.Campbell, W.L.Davis, I.R.Travis. Shock initiation of detonation in liquid explosives. Phys Fluids 1961, v.4, № 4, p. 498 – 510.
5. В.С.Соловьев, В.В.Лазарев, С.Г.Андреев. Зажигание кристаллического гексогена при адиабатическом сжатии прилегающей газовой полости. ФГВ 1983, т.19, №4, с.130-133.
6. И.Ф.Кобылкин. Иницирование химической реакции в высокоплотных зарядах ВВ слабыми ударными волнами. МВТУ 1980 №3948-80 Деп. 17 С.
7. G.P.Cachia, E.E.Whitebread. Shock wave initiation in explosives. Proc Roy. Soc-London v. A-246, № 1245, 1958, p.268-271.
8. M.C.Chick. The effect of interstitial gas on the shock sensitivity of low density explosive compacts. Proc. Int. 4<sup>th</sup> Sympos. on Detonat., 1965, P.349-359.
9. В.Б. Либрович. О воспламенении порохов и взрывчатых веществ. ПМТФ, 1963, №6, с.74-79.
10. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М. ГИФМЛ. 1963. С. 632
11. V.Frey. Cavity collapse in energetic materials. 8th Symp. (Internate) on Detonation, Albuquerque, New Mexico, 1985, p. 385-399.
12. В.К.Кедринский. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. Новосибирск. Изд-во СО РАН, 2000, 435 с.

13. Кедринский В. К. Особенности динамики сферического газового пузырька в жидкости. ПМТФ 1967, №3. стр.120-125.
14. V.Tanguay, A.J. Higgins. Comparison of critical condition for initiation of porous PETN by shock waves transmitted from solids and gases. Shock Compression of Condensed Matter, Portland, Oregon, July 20-25, 2003 p.1049-1052.
15. I.Taylor. Detonation in Condensed Explosives Clor. Press, Oxford 1952, p.173.