

вания между продуктами разложения тетранитрометана и гексогена. Увеличение размера частиц до 1.0—1.6 мм и 3—4 мм ведет к тому, что в малых диаметрах зарядов крупнометаллический гексоген не успевает разлагаться в волне (кривые 3 и 4).

Рассмотрение кривых  $D(d)$  для взвесей гексогена в тетранитрометане (фиг. 3) позволяет обнаружить, что при увеличении размера частиц больше некоторой величины (1.0—1.6 мм) диаметр заряда  $d_1$ , в котором разлагается гексоген, перестает зависеть от его дисперсности. Величина  $d_1$  характеризует время задержки разложения гексогена в объеме (для поверхностной реакции она была бы функцией размера частиц) и уменьшается при увеличении давления в детонационной волне.

Помещая зерна крупнокристаллического гексогена размером 1.0—1.6 мм в жидкие ВВ, давление в детонационной волне которых меняется от 180 до 220 тыс. атм, можно было проследить уменьшение диаметра  $d_1$  с ростом давления (фиг. 4). Если считать, что реакция протекает эффективно до тех пор, пока давление не уменьшается на фиксированную долю, то времена задержки реакции будут в первом приближении пропорциональны диаметрам зарядов  $d_1$  и при давлениях 180, 190 и 205 тыс. атм относиться как числа 8 : 3 : 2.

Кривые 2 и 3 соответствуют одному и тому же давлению  $p = 190$  тыс. атм, но разным температурам продуктов взрыва жидких ВВ: кривая 2 —  $T = 3200^\circ \text{K}$ , кривая 3 —  $T = 4200^\circ \text{K}$ , отличающимся на  $1000^\circ \text{K}$ . Зерна гексогена разлагались в равных диаметрах зарядов. Кривая 1 соответствует давлению  $p = 205$  тыс. атм, а кривая 4 —  $p = 180$  тыс. атм. Жидкие ВВ имели малые критические диаметры и для них предполагалось сравнительно малое время реакции разложения в детонационной волне.

Проведенное рассмотрение кривых  $D(d)$  для взвеси гексогена в жидких ВВ указывает на возможность использования явления псевдоидеальной скорости детонации для оценки времен разложения взрывчатых компонент в волне

Идеальные скорости детонации соответствуют составу продуктов взрыва, который зависит только от содержания С — Н — N — O и температур и давлений детонации; все параметры идеальной детонационной волны смесового ВВ могут быть рассчитаны точно так же, как это делалось для индивидуальных ВВ [1]. Следует только учитывать особенности протекания реакции в детонационной волне смесового ВВ, связанные с тем, что сначала взрывчатые компоненты разлагаются в собственном объеме, а затем происходит дореагирование в продуктах взрыва. В том случае, когда состав продуктов взрыва на первой стадии энергетически более выгоден, чем после дореагирования, первая стадия реакции ответственна за идеальную скорость детонации (это относится к смесям типа пентолита, табл. 2).

Поступила 25 V 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Апин А. Я., Воскобойников И. М. Расчет параметров детонационной волны конденсированных ВВ. ПМТФ, 1960, № 4.

### ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА НАРУШЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

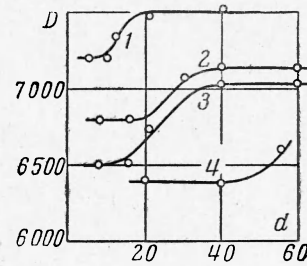
А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов

(Москва)

Было отмечено [1], что проникание горения в глубь пористого взрывчатого вещества (ВВ), вызывая резкое увеличение поверхности горения и скорости газообразования, может привести к взрыву.

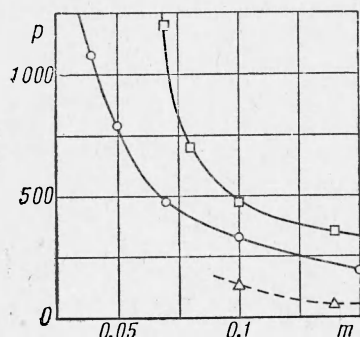
К. К. Андреев [2] показал, что возникновение взрыва при горении пористых ВВ происходит при достижении в процессе горения достаточно высокого давления.

Ниже приводятся некоторые количественные данные о давлениях, при которых нарушается устойчивое горение запрессованных зарядов гексогена, тэна и тротила (с частицами исходных порошков близкого размера  $\sim 10 \div 20 \text{ мк}$ ). Заряды были различной пористости  $m = 1 - \rho / \rho_{\text{max}}$ , где  $\rho$  — плотность заряда и  $\rho_{\text{max}}$  — плотность монокристалла. Величина  $m$  дает долю объема, занятую порами.



Фиг. 4

При проведении опытов удлиненные заряды диаметром 10 мм разной пористости сжигались в замкнутой манометрической бомбе при значительной плотности заряжения с пьезоэлектрической регистрацией роста давления. Пока сохранялось устойчивое послонное горение, наблюдалось плавное ускоряющееся нарастание давления во времени. Резкий излом  $p(t)$  (вплоть до появления скачка давления) свидетельствовал о нарушении послонного горения и прорыве горения в поры; давление, при котором это происходило, непосредственно указывалось записью  $p$ .



Некоторые из полученных нами результатов даны на фигуре, где по оси абсцисс отложена пористость  $m$ , а по оси ординат — давление  $p$  в барах (1 бар = 1.02 кг/см<sup>2</sup>), при котором происходит прорыв горения в поры. Квадратом нанесены данные для тротила: кружками — для тэна и треугольниками — для гексогена.

В грубом приближении можно положить  $pm = A$ , где константа  $A$  зависит от свойств вещества, характера пористости и условий опыта. При более детальном рассмотрении результатов очевидно, что асимптотой кривых по вертикали является  $m \neq 0$ . Для тэна  $p(m = 0.02) = A_1$  и для тротила  $p(m = 0.05) = A_2$ . Практически

это означает, что тэн при  $m = 0.02$  ( $\rho = 1.735$ ) способен устойчиво гореть при давлениях, измеряемых тысячами атмосфер, что и было установлено [3] даже для тэна несколько меньшей плотности. При одинаковой пористости (например, 0.1) наиболее устойчиво горение тротила (давление прорыва наиболее высокое) и наименее устойчиво горение гексогена.

Тейлором [4] было отмечено, что при горении тэна и гексогена (и тем более тротила) должен образовываться расплавленный слой, стабилизирующий горение до тех пор, пока его толщина (уменьшающаяся с давлением) не станет меньше размера пор. При одинаковом давлении наибольший слой должен быть у тротила, наименьший — у гексогена.

Для оценки толщины расплавленного слоя  $x$  для тэна<sup>1</sup> имеем

$$x \approx \frac{\lambda}{c\rho u} \ln \frac{T_* - T_0}{T^\circ - T_0} \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  — теплопроводность жидкости,  $c$  — теплоемкость,  $\rho$  — массовая скорость горения [5],  $T_*$  — критическая температура тэна,  $T^\circ$  — температура плавления,  $T_0$  — начальная температура.

В условиях проведенных экспериментов при  $p = 330$  бар  $m = 0.1$  для тэна

$$\frac{\lambda}{c} \sim 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см} \cdot \text{сек}}, \quad \rho \approx 6.4 \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}, \quad T_* \sim 580^\circ, \quad T^\circ \sim 140^\circ, \quad T_0 \sim 20^\circ \text{C}$$

Подставляя эти данные в (1), получаем, что  $x$  равен нескольким микронам ( $\sim 2 \div 3$  мк). Предположим, что на пределе диаметр пор  $d$ , в которые способно проникнуть горение, равен толщине расплавленного слоя  $d \approx x$  (если  $d > x$ , то горение проникнет в глубь; если  $d < x$ , то проникновения не будет). Таким образом, придем к выводу, что у тэна при давлении  $p \approx 330$  бар горение способно проникнуть в поры размером несколько микрон<sup>2</sup>. Можно оценить также средний гидравлический размер пор [6]  $D \sim \sqrt{k/m}$ , где  $k$  — газопроницаемость. Для тэна при  $m = 0.1$  получим  $D \sim 0.01 - 0.1$  мк, что на 1—2 порядка меньше  $d$ . Полученная разница ( $d \gg D$ ) объясняется естественно. Величина газопроницаемости определяется всеми и в том числе мелкими порами. Прорыв же горения в начальной стадии происходит в самые крупные поры (возможно даже в самую крупную «пору»). Очевидно, распределение пор по размеру таково, что самые крупные поры  $d \sim x$  на 1—2 порядка больше среднего гидравлического размера  $D$ .

При увеличении давления скорость  $u$  возрастает ( $u \sim p$ ), толщина расплавленного слоя  $x$  уменьшается, и горение может проникнуть в поры все меньшего размера

$$d \sim x \sim \frac{1}{u} \sim \frac{1}{p}, \quad \text{или} \quad pd = c \approx \text{const}$$

<sup>1</sup> Для сугубо ориентировочных оценок можно ограничиться величиной  $\lambda/\rho c u$  — характеристической длиной тепловой волны — расстоянием, на котором температурная зависимость уменьшается в  $e$  раз.

<sup>2</sup> Если фактическая толщина расплавленного слоя превышает рассчитанную по формуле (1), то критический размер пор будет большим.

Последнее соотношение приближенно выполняется. Во всяком случае при повышении давления размер пор, зазоров, в которые способно проникать горение, становится все меньшим  $d \sim 1/p$ . У разных веществ прорыв горения в поры происходит при разных давлениях, но если стабилизация осуществляется расплавленным слоем и структура зарядов одинакова, то толщина расплавленного слоя должна быть близкой. Подсчет показывает, что у гексогена (при  $p = 130 \text{ бар}$ ) толщина расплавленного слоя, так же как и у тэна (при  $330 \text{ бар}$ ), будет несколько микрон. У тротила (при  $430 \text{ бар}$ ) слой толще и прорыв горения в поры должен был бы происходить при давлении, примерно вдвое большем ( $\sim 800 \text{ бар}$ ). Очевидно, что при одинаковой пористости ( $m = 0.1$ ) структура заряда тротила является несколько отличной. Измерением газопроницаемости непосредственно установлено, что средний гидравлический размер пор тротила в 1.5 раза выше, чем у тэна (при одинаковой  $m = 0.1$ ). По-видимому, размер наиболее крупных пор у тротила вдвое больше. Кстати, при меньшей пористости ( $0.07 \div 0.08$ ) структуры зарядов тэна и тротила становятся ближе.

Приведенные данные хорошо согласуются с предположением Тэйлора [4] о стабилизирующем действии расплавленного слоя. Указанная Андреевым [7] противоположная возможность нарушения устойчивости горения тэна из-за автотурбулизации расплавленного слоя в наших опытах не проявилась (правда, условия в наших опытах существенно отличались).

Рассмотрим случай горения пористого ВВ, не образующего расплавленного слоя. Было бы неправильным полагать, что у неплавящегося ВВ горение будет проникать вглубь при любом (малом) давлении. Это проникание будет связано с условиями втекания продуктов горения в поры и поджигания ими вещества. Оба эти фактора зависят от условий горения и от расстояния  $x'$  между поверхностью вещества и зоной интенсивной реакции в газовой или дымогазовой фазе; это расстояние

$$x' \approx \frac{\lambda}{c'(u\rho)} \ln \frac{T^* - T_0}{T^0 - T_0} \quad \left( \frac{\lambda}{c'} \sim 5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{г}}{\text{см сек}} \right) \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  и  $c'$  — теплопроводность и теплоемкость газовой фазы,  $T^0$  — температура поверхности,  $T^*$  — температура интенсивной реакции в газовой фазе (в большинстве случаев  $T^*$  не будет максимальной температурой горения). Остальные обозначения те же, что и в (1). По ориентировочной оценке  $x'$  несколько меньше толщины расплавленного слоя  $x$ . Кроме того, вязкость газа намного меньше вязкости жидкости, что должно облегчать затекание газов в поры. В конечном итоге, без наличия расплавленного слоя проникание горения вглубь должно облегчаться (при одинаковой пористости прорыв горения будет при давлениях в несколько раз меньших; при одинаковом давлении в поры  $d'$  в несколько раз меньшие). Грубо приближенно должно выполняться также условие  $pd' = (\text{const})'$ , причем  $(\text{const})' < \text{const}$ .

Разведочные опыты с неплавящимися ВВ показали, что эти выводы в общем справедливы и, в частности, прорыв горения в поры неплавящихся ВВ происходит легче, чем у плавящихся. Следует отметить, что излом кривой  $p(t)$ , свидетельствующий о прорыве горения в поры, у неплавящихся ВВ несколько размазан и выражен менее четко.

Особенно легко должен происходить прорыв горения в поры гремучей ртути (иницирующее ВВ), отмеченный в работе<sup>1</sup> автора [8]. Действительно, если у гексогена при  $p \approx 100 \text{ бар}$  для проникания горения вглубь вещества необходим размер пор  $d$  несколько микрон, то для гремучей ртути при этом же давлении значение  $d$  должно оцениваться максимум десятками долями микрона. Еще меньше  $d$  должен быть у азид свинца. В свое время из некоторых косвенных данных было предположено [3], что скорость горения азидов столь велика, что само по себе без прорыва горения вглубь вызывает весьма большой скачок давления и, следовательно, детонацию. В работе К. К. Андреева и Б. Н. Кондрикова [9] дана более обоснованная оценка скорости горения азид свинца, которая оказалась выше, чем у гремучей ртути, но всего лишь в 2—3 раза. Чтобы объяснить крайне резкое возникновение детонации азид свинца (дегонирует при поджигании), при такой скорости горения естественно предположить, что в момент поджигания (при любом давлении) горение сразу прорывается вглубь и фактическая поверхность горения становится весьма большой.

Здесь нужно отметить, что если механизм горения азид свинца близок к таковому гремучей ртути, то у азид свинца при низких давлениях, в частности при атмосферном, горение способно прорываться в поры порядка одного микрона. Такие зазоры могут образовываться между частицами азид свинца даже запрессованного до высокой плотности. Более того, у кристаллов азид свинца порядка микрона могут быть промежутки между кристаллитами (микропоры и микрополости). К этому нужно добавить, что по прямым наблюдениям Боудена с сотрудниками [11] дефекты кристаллов

<sup>1</sup> А. Ф. Беляев. Механизм горения взрывчатых веществ. Докт. диссерт., Института химической физики АН СССР, 1943.

могут образовываться — расти в процессе самого горения. Наконец при горении азида свинца динамическое повышение давления должно быть весьма значительным. Все это показывает, что в случае азида свинца имеется много возможностей для интенсивного проникания горения вглубь, резкого увеличения поверхности горения, т. е. для мгновенного взрыва, сразу же переходящего в детонацию.

К. К. Андреев [11], отмечая то, что у инициирующих ВВ прорыв горения в поры должен происходить легче, в качестве основной причины указывает на большую полноту реакций взрывчатого превращения и более высокую температуру горения инициирующих ВВ. Значение температуры горения безусловно существенно (это один из факторов, определяющих скорость горения), однако главной причиной, облегчающей прорыв горения в глубь инициирующих ВВ, будет малое расстояние между поверхностью ВВ и зоной интенсивной реакции, которое при прочих равных условиях у инициирующих ВВ намного меньше, чем у вторичных. Высокая температура продуктов несомненно способствует прорыву горения в поры, но важнее в этом отношении величина градиента температуры  $dT/dx$  у поверхности, которая у инициирующих ВВ на 2—3 порядка выше, чем у вторичных, в основном из-за меньшей протяженности зоны разогрева, определяемой в конечном итоге характером реакций горения и соответствующими константами вещества.

Возвращаясь к рассматриваемому явлению в общем плане, отметим, что явление прорыва горения в поры — это весьма сложное явление, здесь оно рассматривалось в упрощенном виде. Прорыв горения в поры и его характер зависят от физико-химических свойств вещества (наши опыты, в частности, были проведены с ВВ, реагирующими преимущественно в газовой фазе [12]), от условий горения, газодинамики втекающих продуктов и характера пористой структуры. Если, например, взять ВВ, состоящее из более крупных кристаллов, то газопроницаемость его увеличится, размер наиболее крупных пор возрастет еще значительно; в конечном итоге, прорыв горения в глубь ВВ облегчится. Как уже отмечалось, опыты проводились в манометрической бомбе в условиях значительного  $dp/dt$  и значительного перепада давления  $dp/dx$ .

В других условиях результаты могут оказаться иными. Так, например, в бомбе постоянного давления устойчивость горения повышается: поры будут заполнены инертным сжатым газом. Тем не менее, предпринятое упрощенное рассмотрение позволило получить полезные результаты.

Институт химической физики  
АН СССР

Поступила 25 IV 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Ф. К вопросу об условиях стационарного горения взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1940, т. 28, стр. 715—718.
2. Андреев К. К. О горении взрывчатых веществ под возрастающим давлением. Докл. АН СССР, 1940, 29, стр. 469—472.
3. Беляев А. Ф., Коротков А. И., Парфенов А. К., Сулимов А. А. Скорость горения некоторых взрывчатых веществ и смесей при весьма высоких давлениях. Ж. физ. хим., 1963, т. 37, стр. 150—157.
4. Taylor T. W. A melting stage in the burning of Solid Secondary Explosives. Comb. and Flame, 1962, vol. 6, No 2, p. 103—107.
5. Глазкова А. П., Терешкин И. А. О зависимости скорости горения взрывчатых веществ под давлением. Ж. физ. хим., 1961, т. 35, 1622—1628.
6. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. Гостехиздат, 1947.
7. Андреев К. К., Попова П. П. О горении пентаэритриттетранитрата. Ж. физ. хим., 1961, т. 35, 1979—1984.
8. Беляев А. Ф. Об основной причине невозможности устойчивого горения взрывчатых веществ типа азида свинца. Сб. «Физика взрывов», 1952, № 1, стр. 185.
9. Андреев К. К., Кондриков Б. Н. О горении смесей азида свинца и жидких нитроэфиров. Докл. АН СССР, 1961, т. 137, стр. 130—133.
10. Bowden F. P., Evans B. L., Ioffe A. D. The combustion and Explosion of Crystals. 6-th Symp. (Intern.), Comb., p. 609.
11. Андреев К. К. Об основных причинах различия между инициирующими и вторичными взрывчатыми веществами. Докл. АН СССР, 1962, т. 146, стр. 413—414.
12. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля. Ж. физ. хим., 1940, 14, стр. 1009—1925.