

О КРИТИЧЕСКОМ ДИАМЕТРЕ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Критическим d_* называется минимальный диаметр заряда ВВ, в котором наблюдается самоподдерживающийся режим распространения детонации, при $d < d_*$ детонация затухает, даже если первоначально она была возбуждена достаточно мощным источником инициирования. Существование d_* качественно объясняется «принципом Харитона» [1], согласно которому уменьшение диаметра заряда приводит к нарушению равновесия между теплопроводом за счет химической реакции ВВ и увеличивающимися энергетическими потерями из зоны реакции за счет разлета. Подчеркнем, что речь идет о свободном заряде, не имеющем оболочки.

Огромные давления в химике для твердых и жидких ВВ позволяют в определенных ситуациях считать свободными заряды со «слабыми» оболочками из легкоразрушаемого тонкого материала. Тем не менее даже при исследовании твердых ВВ выяснено, что оболочка заряда ограничивает проникновение волны разрежения в зону химической реакции, вследствие чего уменьшается критический диаметр ВВ в оболочке по сравнению со свободным зарядом (см. например, [2]). Этот эффект особенно заметен для ВВ с относительно большим временем химической реакции, например, для амонитов. Эффект уменьшения d_* за счет усиления оболочки характерен и для жидких ВВ [3], причем не только с гладким, но и с пульсирующим детонационным фронтом. Согласно [3], в жидких ВВ с пульсирующим фронтом по мере приближения к пределу происходит укрупнение пульсаций без заметного уменьшения скорости детонации, а срыв детонационного процесса происходит, когда «на поверхности детонационного фронта находятся еще сотни тройных конфигураций».

В газовой детонационной волне давления лишь в несколько десятков раз превышают начальные, а размер химика, как правило, много меньше поперечных размеров трубы или канала, в котором распространяется детонация, поэтому стенки, даже если их можно назвать «слабыми», не успевают существенно деформироваться за время химической реакции и, по существу, всегда являются квазижесткими. Трудности в создании газового заряда без окружающих этот заряд стенок практически до сих пор оставляют открытым вопрос о критическом диаметре детонации газовых смесей, несмотря на огромный интерес к этой проблеме многих исследователей.

Проанализируем немногочисленные литературные данные, касающиеся этого вопроса. В работе [4] свободный газовый заряд (рис. 1, а) создавался при выпуске в воздух 2 из цилиндрической трубы диаметром 7,62 мм струи 1 взрывчатой газовой смеси $4\text{H}_2 + \text{O}_2$. При этом детонационная волна после перехода из металлической трубки в свободный столб смеси затухала. Отрицательный результат заставил авторов [4] отказаться от полностью свободного цилиндрического заряда и перейти к изучению распространения детонации в прямоугольном канале ($9,5 \times 12,7$ мм) с тремя жесткими стенками (рис. 1, б). Четвертой «стенкой» являлась граница 3 спутных потоков газовой смеси, движущейся со скоростью ~ 10 м/с по каналу, и воздуха. Особое внимание при этом уделялось равенству скоростей подачи смеси и воздуха с целью избежания их перемешивания.

В [5] покоящиеся смесь и воздух отделялись друг от друга тонкой нитроцеллюлозной пленкой 3 (см. рис. 1, б), причем оказалось, что такая пленка с толщиной 10 мкм «работает» в газовой детонации как твер-

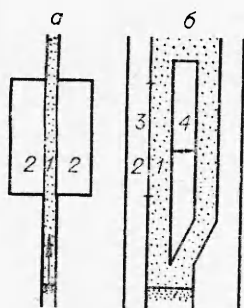


Рис. 1.

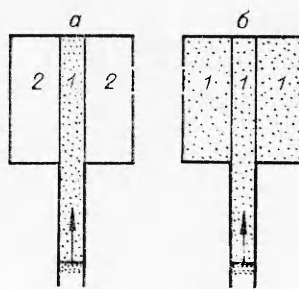


Рис. 2.

дая стенка. Авторы [5] предположили, что уменьшение толщины пленки до $250 \text{ \AA}$ позволяет считать такую «слабую» стенку не влияющей на детонационную волну, а сам газовый заряд — «свободным» со стороны нитроцеллюлозной пленки. Используя в качестве «свободной» границы нитроцеллюлозную пленку, авторы [5] обнаружили, что детонационная волна после выхода в канал с такой пленкой способна распространяться без видимого затухания на всей длине пленки. Изменение с помощью подвижной жесткой стенки 4 (см. рис. 1, б) ширины канала дало возможность определить граничную (детонация — затухание) ширину канала для смесей $\text{H}_2 + \text{O}_2$. Так, для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при давлении $p_0 = 1,0$ атм детонационная волна не затухала при ширине канала $\geq 5,1$ мм. Поскольку жесткую стенку канала, противоположную нитроцеллюлозной пленке, можно рассматривать как ось канала с двумя «слабыми» стенками, это означает, что критическая ширина канала для газовой детонации со стенками из тонкой нитроцеллюлозной пленки (а в [5] этот канал считается свободным от стенок) должна быть равна $10,2$ мм.

Прямоугольный канал с нитроцеллюлозной пленкой использовался позднее в работах [6, 7], причем в [7] обнаружено, что столь тонкие пленки не избавляют от процесса взаимной диффузии смеси и окружающего газа, тем самым усложняя трактовку получаемых результатов по отношению к истинному составу смеси. Отметим, что законность предположения о том, что нитроцеллюлозная пленка не оказывает никакого влияния на детонационную волну, экспериментально не проверена ни в одной из перечисленных работ.

Теоретический анализ детонации в свободном газовом заряде в одномерной постановке рассматривался в работах [4—6, 8]. К сожалению, ни одна из этих моделей не учитывала многофронтный пульсирующий характер газовой детонационной волны. В настоящее время известно, что огромную роль в обеспечении стационарного распространения газовой детонации играют периодически повторяющиеся соударения поперечных волн, играющих своеобразную роль локальных микровзрывов. С этой точки зрения влиянием нитроцеллюлозной пленки можно пренебречь лишь в том случае, если при взаимодействии поперечных волн с такой пленкой не возникает отраженных волн, как это должно быть в случае свободного заряда. Наличие отраженных волн, пусть даже и слабых, может достаточно заметно изменить параметры смеси в зоне индукции, способствуя реиницированию новых поперечных волн. В силу трехмерного характера пульсаций в газовой детонации трехмерным оказывается и воздействие жестких стенок. Одномерным оно было бы лишь для плоских каналов, т. е. когда отсутствовали бы столкновения поперечных волн со стенками, примыкающими к нитроцеллюлозной пленке. Отметим, что это условие не выполняется ни в одной из работ [4—7]. В случае же действительно свободного газового заряда поперечные волны должны «гибнуть» на границе раздела, поэтому для распространения детонации необходимо, чтобы количество «гибнущих» поперечных волн компенсировалось за счет

новых микровзрывов, возникающих в смеси в силу различного рода неустойчивостей ударной волны и фронта пламени.

Подобный механизм распространения типичен для расходящейся цилиндрической и сферической газовой детонации. Поведение поперечных волн на границе свободного заряда значительно усложняется, если горючая смесь и окружающий газ имеют различные значения ρc (ρ — плотность, c — скорость звука).

Таким образом, следует признать, что на сегодняшний день нет надежных экспериментальных данных по детонации свободного газового заряда. Отсутствуют также и какие-либо простые аналитические соотношения, позволяющие рассчитать критический диаметр такого заряда.

Рассмотрим начальную стадию перехода детонации из канала с жесткими стенками в свободный заряд. На рис. 2, а приведена схема перехода детонации в свободную смесь, окруженную инертной средой, причем линия раздела смесь — среда продолжает границы канала; на рис. 2, б — та же схема, только вместо инертной среды газовый заряд окружен той же смесью, что и в канале (обозначения те же, что и на рис. 1).

В последней постановке — это схема экспериментов по «выходу» детонации [3, 9—13]. Как известно, основным результатом экспериментов по «выходу» детонации заключается в следующем: при переходе детонации из узкого канала в широкий (цилиндрический случай симметрии — $\nu = 2$) или из трубы в объем (сферический — $\nu = 3$) детонационная волна затухает, если ширина канала l ($\nu = 2$) или диаметр трубы d ($\nu = 3$) меньше своих критических значений «выхода» l_{**} и d_{**} соответственно (наряду с l_{**} и d_{**} «выход» детонации характеризуют параметрами l_{*+}/a ($\nu = 2$) и d_{*+}/a ($\nu = 3$) [10, 13—14]). При $l < l_{**}$ ($d < d_{**}$) за время от момента выхода детонационной волны из узкого канала до момента, когда волна разрежения дойдет до оси канала $0 \leq t \leq l/2c$ (c — скорость звука в продуктах детонации), происходит уменьшение количества соударений на детонационном фронте, причем скорость «гибели» определяется лишь параметрами исходной смеси, а не параметрами окружающего газа. Естественно, что в этот промежуток времени детонационная волна, распространяющаяся по газовой смеси, ведет себя одинаково в обеих схемах (см. рис. 2). При приближении l к критическому значению «выхода» l_{**} из-за неустойчивости в зоне индукции возникают новые микровзрывы, причем в схеме рис. 2, а геометрическое положение микровзрывов ограничено шириной столба смеси l , и в этом смысле условия возбуждения детонации в столбе смеси, окруженной инертным газом, являются более жесткими, нежели в схеме рис. 2, б. В критическом режиме «выхода», когда $l = l_{**}$, детонация после некоторого переходного участка трансформируется в цилиндрически расходящуюся волну.

Возбуждение детонации при переходе в свободный столб качественно напоминает возбуждение детонации при «выходе», причем это справедливо не только для $\nu = 2$, но и для $\nu = 3$. На основе этого можно сформулировать следующий критерий: диаметр свободного столба газовой смеси d_* , в котором возможно распространение самоподдерживающейся детонации, должен быть не меньше диаметра «выхода» газовой детонации из круглой трубки в объем d_{**} ($l_* \geq l_{**}$ соответственно для $\nu = 2$).

С целью определения l_* свободного газового заряда для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, используемой в [5], проведены эксперименты по определению критического размера l_{**} по схеме рис. 2, б. Пересчет результатов на $p_0 = 1$ атм дал величину $l_{**} \approx 20$ мм, т. е. критический размер свободного заряда l_* должен быть не меньше 20 мм. Если же газовый заряд имеет «слабые» стенки, то, естественно, критический размер заряда станет меньше — скажется роль оболочки. В работе [5] для каналов с нитроцеллюлозной пленкой получена величина $l_* = 10,2$ мм, что практически вдвое меньше величины l_* , определяемой по указанному выше критерию. По нашему мнению, расхождение результатов связано с тем, что экспериментальные данные [5] фактически относятся к случаю распростра-

нения детонации не по свободному заряду, а по заряду со «слабыми» стенками. Окончательный вывод, естественно, можно сделать лишь после экспериментов с действительно свободными газовыми зарядами.

Представляется, что наиболее предпочтительный способ создания свободного заряда — напуск взрывчатой смеси в канал со стенками и быстрое удаление стенок перед приходом детонационной волны. Возможные технические схемы реализации свободного заряда представлены на рис. 3.

В данной работе использовалась схема рис. 3, в: два подвижных соосных отрезка металлической трубы одинакового диаметра соединялись друг с другом с помощью тонкостенной резиновой трубки 2 того же диаметра, растянутой вдоль образующей. Нож 3, двигаясь перпендикулярно оси трубки, перерезал ее и стенки трубки под действием сил упругости «сдергивались» с газового заряда. Система первоначально вакуумировалась и затем наполнялась заранее приготовленной взрывчатой смесью. Смесь готовилась за сутки до экспериментов, использовались газы из технических баллонов. Детонация инициировалась при таком положении ножа, чтобы к моменту ее выхода из инициирующей металлической трубки газовый заряд был свободен от стенок, а сам нож находился вне заряда. Движение ножа и стенок резиновой трубки, естественно, приводит к турбулизации смеси и перемешиванию ее с окружающим воздухом, поэтому чрезмерная задержка инициирования нежелательна, ибо при этом может заметно измениться состав смеси в свободном газовом заряде.

Первая серия экспериментов выполнена со смесью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. В работах [9, 12] выяснено, что для этой смеси при $p_0 = 1$ атм $d_{**} \approx 20$ мм (отметим, что $\bar{a}_{*+} \approx l_{*+}$). Если вернуться снова к [5], то детонационная волна должна была бы распространяться и в столбе диаметром $d_* \geq 10,2$ мм, а согласно критерию данной работы, d_* должен быть больше 20 мм. В описываемой серии использовалась металлическая труба с $d = 20$ мм. Длина свободного заряда ~ 160 мм, при этом резиновая трубка оказывалась растянутой в 4—5 раз по сравнению с исходным состоянием, что обеспечивало скорость «сдергивания» стенок ~ 70 м/с. Размытие границы газового заряда к моменту прохождения детонационной волны составляло менее 2 мм. Эксперименты показали, что детонационная волна, распространяясь по свободному газовому заряду с $d = 20$ мм, затухает. Тем самым можно считать доказанным, что диаметр свободного газового заряда должен превышать диаметр «выхода».

Дополнительное подтверждение критерия $d_+ > \bar{a}_{*+}$ получено на смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. Объединяя данные [9, 12, 13] для этой смеси при $p_0 = 1$ атм, получаем критический диаметр «выхода» $\bar{a}_{*+} \approx 2$ мм. В экспериментах по свободному заряду для этой смеси выбрана трубка диаметром 3,5 мм, в которой также зафиксировано затухание детонации.

Диаметр «выхода» следует считать нижней границей свободного газового заряда еще и потому, что скорость распространения детонации по газовому заряду критического диаметра должна быть меньше своей термодинамической величины по аналогии с подобным эффектом, характерным для зарядов твердых ВВ. При «выходе» же в пределах экспериментальной точности не обнаружено разницы в скоростях самоподдерживающейся детонации, распространяющейся по каналу, и цилиндрически расходящейся детонационной волны, хотя профили газодинамических, а вслед за ними и химико-кинетических параметров могут отличаться друг

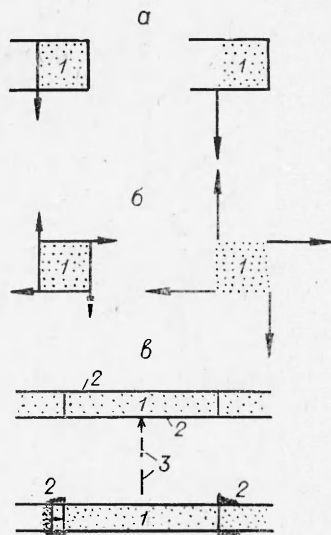


Рис. 3.



Рис. 4.

от друга. Поэтому если критический газовый заряд характеризовать числом ячеек, укладываемых на диаметре d_* , подобно тому, как это делается для «выхода» детонации, и учесть, что уменьшение средней скорости распространения детонации в свободном заряде приводит к увеличению характерного размера ячейки a , то ясно, что взаимосвязь d_* и d_{**} может быть выражена соотношением

$$d_* = k d_{**}, \quad (4)$$

причем $k > 1$.

Для оценки величины k воспользуемся некоторыми дополнительными экспериментальными данными. На рис. 4 приведена шпирен-развертка критического режима инициирования цилиндрической детонации в смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ с помощью взрывающейся проволоки. Отметим основные характеристики такого режима: скорость взрывной волны уменьшается по мере удаления от источника инициирования, достигает на некотором расстоянии минимальной величины и затем вновь возрастает до скорости самоподдерживающейся детонации D , если энергия источника равна или больше критической, или продолжает затухать при энергии меньше критической. Точка минимума скорости является как бы развилкой двух различных направлений процесса: детонации и затухания. Положение точки минимума будем в дальнейшем характеризовать радиусом волны R_1 . Но полностью сформировавшейся детонацию можно считать лишь тогда, когда после достижения радиуса R_1 она разгоняется до D , радиус волны в этот момент обозначим R_2 . В [13] для критического режима инициирования стехиометрической ацетилено-воздушной смеси получено $\bar{R}_1 \simeq 7b$, $R_2 \simeq 13b$, где b — продольный размер ячейки. На рис. 5 приведен следовой отпечаток цилиндрической детонации при энергии источника, несколько большей критической величины. Цель такого эксперимента — регистрация не только начальной стадии инициирования (до R_1), но и последующая картина формирования цилиндрической детонации. Следовой отпечаток подтверждает корреляцию размера ячейки и скорости распространения детонации. Определяя из рис. 5 $R_1 \simeq 5b$ и $R_2 \simeq 10b$, находим, что $R_2 \simeq 2R_1$, причем относительные величины R_1/b и R_2/b незначительно возрастают при переходе от кислородных смесей к воздушным. Естественно, что R_1/b и R_2/b для других взрывчатых смесей могут отличаться от приводимых здесь величин.

Анализ процесса гибели и возникновения тройных конфигураций по мере распространения взрывной волны показывает, что до достижения радиуса R_1 число поперечных волн, зародившихся на участке пересечения, уменьшается довольно слабо, по мере увеличения поверхности фронта происходит лишь увеличение размера ячеек. Число тройных конфигураций быстро увеличивается, когда волна находится в области $R_1 < R < R_2$. В дальнейшем коэффициент размножения тройных конфигураций на рас-



Рис. 5.

ходящемся детонационном фронте должен превышать коэффициент их гибели, поскольку несмотря на увеличивающуюся поверхность фронта, характерный размер ячеек остается неизменным.

По аналогии с «выходом» можно было бы предположить, что критический размер газового заряда должен удовлетворять условию

$$2R_1 \leq l_* = d_* \leq 2R_2.$$

Рассматривая смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$, получаем $10b \leq l \leq 20b$. Если величины R_1/b и R_2/b не меняются при изменении p_0 , то $1,6l_{**} \leq l_* \leq 3,3l_{**}$, поскольку, согласно [13], $l_{**} = 6b$, т. е. в формуле (1) $k = 1,6 \div 3,3$. Более логично предположение о том, что площадь детонационного фронта, распространяющегося по свободному газовому заряду, должна быть не меньше площади цилиндрического или сферического фронта, когда его радиус R лежит в области между R_1 и R_2 , т. е.

$$l_* = 2\pi R \text{ для } \nu = 2,$$

$$d_* = 4R \text{ для } \nu = 3.$$

Тогда $31b \leq l_* \leq 63b$ или $5l_{**} \leq l_* \leq 10l_{**}$. Если предположить, что величины R_i/b для сферического случая такие же, как и для цилиндрического, то $3,3d_{**} \leq d_* \leq 6,6d_{**}$. Поскольку при $p_0 = 1$ атм $d_{**} \approx 2$ мм, то $6,6 \text{ мм} \leq d_* \leq 13,2 \text{ мм}$. Полученная оценка хорошо подтвердилась неудачей на трубке диаметром 3,5 мм.

К сожалению, не было возможности широко варьировать диаметры резиновых трубок, поэтому проверка условия $d_* \leq 13,2$ мм для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ проводилась на установке, используемой при изучении смеси $2H_2 + O_2$, т. е. при $d = 20$ мм. В этом случае детонационная волна распространялась по свободному газовому заряду без затухания. На рис. 6 приведена шпирен-фотография такого процесса, причем инициирование смеси специально проведено в такой момент, чтобы на снимке, кроме траектории движения детонационной волны 1, можно было одновременно увидеть траекторию движения резиновой стенки 2.

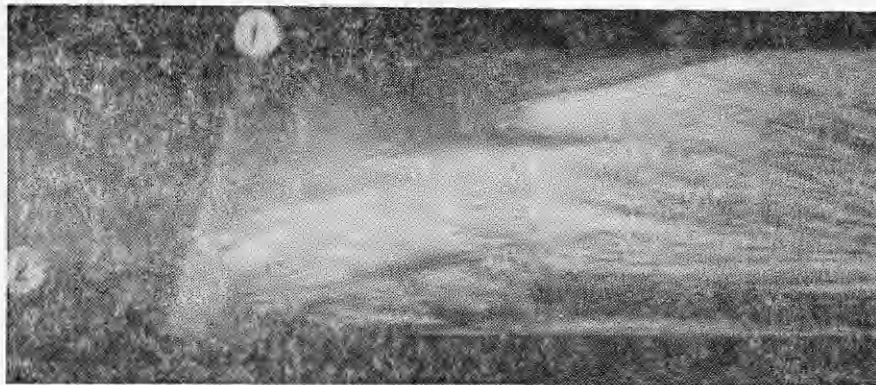


Рис. 6.

Таким образом, в данной работе предложен и реализован способ создания свободного газового заряда. Экспериментально на масштабах лабораторной установки обнаружен самоподдерживающийся режим детонации в таком заряде. Предложена формула для оценки критического диаметра свободного газового заряда, удовлетворительно совпадающая с результатами экспериментов.

Поступила в редакцию 19/II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Харитон. Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 1. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. А. Н. Дремин и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
4. W. P. Sommers, R. B. Morrison. Phys. Fluids. 1962, 5, 241.
5. E. K. Dabora, J. A. Nicholls, R. B. Morrison. 10-th Symp. (International) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1964.
6. S. Tsuge et al. Astr. Acta, 1970, 15, 377.
7. T. G. Adams. AIAA J., 1978, 16, 1035.
8. S. Tsuge, T. Fujiwara. ZAMM, 1974, 54, 157.
9. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ. 1956, 26, 1744.
10. В. В. Митрофанов, Р. Н. Соловхин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5, 1003.
11. D. H. Edwards, M. A. Nettleton, G. O. Thomas. J. Fluid Mech., 1979, 95, 1, 79.
12. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (International) on Combustion, 1979.
13. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
14. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.

УДК 532.593.620.17.18

ВЛИЯНИЕ УДАРНОГО НАГРУЖЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА АУСТЕНИТНОЙ ДИСПЕРСИОННО-ТВЕРДЕЮЩЕЙ СТАЛИ

О. А. Банных, В. М. Блинов, И. Н. Гаврильев,
А. А. Дерибас, Т. М. Соболенко, О. П. Черногорова
(Новосибирск)

Взрывное упрочнение аустенитных сталей наиболее широко изучено на стали Г13Л, для которой оно применяется в промышленных целях с 1955 г. [1] как за рубежом, так и в СССР. Имеются работы, посвященные упрочнению взрывом нержавеющей сталей типа Х18Н9 [2—9]. Проведены исследования по влиянию обработки взрывом на процесс старе-