

Оценка амплитуды давления на преграду продуктов недосжатой уходящей детонационной волны структурированного заряда

© С.Г. Андреев, М.М. Бойко

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Рассмотрены особенности воздействия взрыва структурированных зарядов на сжимаемые преграды на основе представлений о различных механизмах разложения взрывчатых веществ при сверхзвуковом распространении зон реакции недосжатой детонации. В таких зарядах искусственным или естественным образом могут быть сформированы стержнеобразные высоко детонационно-способные образования, пронизывающие заряд и обеспечивающие распространение зоны завершённого тепловыделения со скоростью большей, чем нормальная, идеальная скорость детонации монодисперсного заряда той же плотности. Предложена простая алгебраическая модель взрывного процесса структурированных зарядов, протекающего в форме недосжатой детонации. Получены алгебраические выражения, позволяющие сравнивать пиковые значения давлений на преградах в зависимости от направления распространения детонации относительно преграды и от режима (нормального или недосжатого) детонации.

Ключевые слова: недосжатая детонация, структурированный заряд, преграда, направление распространения, давление воздействия

Введение. Задача усовершенствования технических устройств, в которых используется выделение энергии при сгорании или детонации взрывчатых веществ (ВВ), до сих пор является актуальной [1–6]. При этом одна из основных задач заключается в выявлении того, как зависит от структурных характеристик заряда и особенностей инициирования взрывного превращения в нем амплитуда и длительность импульса давления на элементы устройства, а также возможность управления этими характеристиками. В настоящей статье рассматриваются особенности влияния направления распространения детонации зарядов ВВ разных структур на одну из характеристик действия продуктов детонации на окружающие объекты (величину амплитуды импульса давления) применительно к задачам разработки устройств генерации ударно-волновых воздействий большой длительности и сравнительно низкой амплитуды. Необходимость рассмотрения этих особенностей обусловлена двумя обстоятельствами.

1. Эксперименты с взрывными ударными трубами [6], проводимыми для исследования поведения энергетических и реакционных материалов под действием длительных импульсов давления амплитудой 0,1...1,0 ГПа, создаваемых посредством использования низкоамплитудных низкоплотных ВВ, показали, что реализуемые времен-

ные профили давления на исследуемые материалы могут отличаться от расчетных. Этот эффект объясняется особенностями эволюции взрывного процесса в газопроницаемых низкоамплитудных зарядах ВВ, возбуждаемого продуктами детонации инициирующего заряда, достаточно подробно представленными в работах [1, 2]. Для достижения удовлетворительного совпадения реализуемых импульсов давления с расчетными данными приходится применять трудоемкие методы формирования структуры газопроницаемых зарядов ВВ.

Альтернативный метод устранения нестабильности временного профиля давления зарядов с низкой амплитудой может быть связан с введением в этот заряд каркасообразных элементов из ВВ с повышенной детонационной способностью. Оценка особенностей влияния таких предполагаемых каркасных элементов на временной профиль давления продуктов детонации на материалы, изучаемые с помощью взрывных ударных труб, представляется актуальной.

2. Каркасообразные элементы в зарядах ВВ или взрывчатых составах, приводящие к тому, что скорость детонации начинает определяться не термодинамическими характеристиками исходного вещества и продуктов его разложения, могут быть не только искусственно сформированными элементами заряда, но и возникать «естественным» образом. Например, если в заряде объемная доля предположительно сферических частиц условно одинакового размера, близкого к критическому диаметру детонации, лежит в диапазоне 0,26...0,66, то возможно появление так называемых плотнейших шаровых упаковок или плотных шаровых укладок. При этом детонация уже может распространяться от частицы к частице ВВ с повышенной детонационной способностью, а скорость детонации заряда (как целого) будет определяться не средней плотностью заряда, а скоростью детонации каркасного компонента и геометрическими особенностями каркаса. Соответственно, бризантное действие таких зарядов будет связано с плотностью заряда и его термодинамически определяемой скоростью детонации соотношениями, отличными от традиционно рассматриваемых в физике взрыва и удара.

Цель настоящей статьи — получить алгебраические выражения, позволяющие оценить параметры функционирования взрывных устройств со специальными режимами выделения энергии в разрывных разрядах взрывчатых веществ.

Модель заряда взрывчатых веществ и детонации. Рассмотрим плоско-симметричное течение продуктов детонации (ПД) заряда, находящегося в абсолютно жесткой трубе и контактирующего со сжимаемой инертной средой (там же помещенной), называемой в дальнейшем преградой (обозначается с индексом W). Сжимаемость преграды задается ее начальной плотностью ρ_{W0} и ударной адиабатой в форме связи волновой D_W и массовой u скоростей:

$$D_W = \alpha_W + \beta_W u,$$

где α_W и β_W — коэффициенты ударной адиабаты.

В простейшем случае детонирующий заряд образован стержнями из ВВ с начальной плотностью ρ_{c0} (суммарная площадь поперечных сечений стержней — c^2), проходящими по всей его длине, и ВВ с начальной плотностью ρ_{a0} , которое заполняет пространство между ними. Площадь поперечного сечения сформированного таким образом структурированного заряда обозначим a^2 , удельную теплоту взрыва этих ВВ — соответственно Q_c и Q_a , а показатель изоэнтропы ПД — n_c и n_a . Тогда выражения для осредненных значений плотности ρ_{ca0} и удельной теплоты взрыва Q_{ca} заряда будут иметь вид:

$$\rho_{ca0} = \rho_{c0} \left\{ (c/a)^2 + \left[1 - (c/a)^2 \right] (\rho_{a0}/\rho_{c0}) \right\}, \quad (1)$$

$$Q_{ca} = Q_c \left(1 + \frac{\rho_{a0}}{\rho_{c0}} \frac{Q_a}{Q_c} \left[\left(\frac{a}{c} \right)^2 - 1 \right] \right) \left(1 + \frac{\rho_{a0}}{\rho_{c0}} \left[\left(\frac{a}{c} \right)^2 - 1 \right] \right)^{-1}. \quad (2)$$

Предположим, что в общем случае показатель изоэнтропы ПД низкоплотных ВВ [7] в плоскости Чепмена — Жуге линейно зависит от начальной плотности заряда ВВ ρ_0 :

$$n = n_* + n'_p \rho_0, \quad (3)$$

где n_* — коэффициент, значение которого близко к показателю идеального газа, $n_* = 1,33$; n'_p — эмпирический коэффициент, $n'_p \approx 1 \cdot 10^{-3}$ кг/м³.

При этом определяемая правилом отбора скорость идеальной детонации [6]

$$D_J = \sqrt{2(n^2 - 1)Q},$$

где Q — удельное количество энергии (теплоты), выделяющееся к моменту окончания реакции.

Если течение в детонационной волне является плоско-симметричным, то поверхность завершения реакции (на которой массовая доля продуктов разложения ВВ становится равной единице, а скорость разложения — равной нулю) совпадает с поверхностью, на которой продукты детонации удовлетворяют правилу отбора ско-

рости детонации. При этом поверхность завершения реакции (тепло-выделения), как правило, называют плоскостью Чепмена — Жуге, а величину Q в приближенных расчетах считают равной удельной теплоте взрыва рассматриваемого ВВ.

Пусть размеры частиц, образующих каркас (или диаметр стержней каркаса), не возрастают до значения критического диаметра, и поэтому они не способны к самостоятельной детонации со скоростью $D_{cJ} = \sqrt{2(n_c^2 - 1)Q_c}$. Тогда детонация заряда с каркасом (стержнями) при его осредненной плотности ρ_{ca0} , рассчитываемой по (1), происходит в режиме Чепмена — Жуге, и ее скорость D_{caJ} определяется условием касания детонационной адиабаты (линия 1) и прямой Рэлея — Михельсона (прямая 2) в точке J на рис. 1:

$$D_{caJ} = \sqrt{2(n_{ca}^2 - 1)Q_{ca}}, \quad (4)$$

где n_{ca} — показатель изоэнтропы ПД, вычисляемый по формуле (3) с подстановкой $\rho_0 = \rho_{ca0}$.

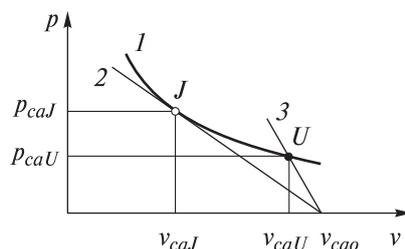


Рис. 1. Детонационная адиабата и прямые Михельсона для двух режимов детонации

Остальные параметры детонации в плоскости Чепмена — Жуге находят по хрестоматийным формулам [8]:

$$\text{давление — } p_{caJ} = \rho_{ca0} D_{caJ}^2 / (n_{ca} + 1);$$

$$\text{удельный объем — } v_{caJ} = (1/\rho_{ca0}) n_{ca} / (n_{ca} + 1);$$

$$\text{скорость звука — } c_{caJ} = \frac{D_{caJ} n_{ca}}{(n_{ca} + 1)};$$

$$\text{массовая скорость — } u_{caJ} = D_{caJ} / (n_{ca} + 1).$$

Если размеры частиц, которые образуют каркас заряда с усредненной плотностью ρ_{ca0} , превышают значения, критические для распространения детонации по ним (распространения, независимого от

низкоскоростного компонента заряда плотностью ρ_{a0}), то скорость перемещения поверхности завершения тепловыделения D_{ca} уже не будет равна D_{caJ} . В случае простейшего каркаса в виде стержней скорость распространения детонации D_{ca} (скорость поверхности завершения тепловыделения) будет равна скорости детонации ВВ, образующего каркас:

$$D_{ca} = D_{caU} = D_{cJ}. \quad (5)$$

Заметим, что зона полного тепловыделения, заключенная между ударным фронтом и поверхностью завершения тепловыделения, содержит как области химических превращений, так и области затухания турбулентности. Если суммарная площадь всех поперечных сечений стержней s^2 мала по сравнению с площадью поперечного сечения заряда в целом a^2 , то осредненный скачок давления на ударном фронте можно считать несущественным.

Параметры состояния ПД на поверхности завершения тепловыделения определяются решением системы тех же уравнений сохранения массы, импульса, энергии и уравнения состояния ПД, что используются для определения параметров потока в плоскости Чепмена — Жуге, но дополняемых условием (5), а не правилом отбора скорости детонации в форме уравнения, определяющего касание детонационной адиабаты и прямой Рэлея — Михельсона. Решение этой системы уравнений сводится к совместному рассмотрению уравнения прямой Рэлея — Михельсона при том условии, что $D = D_{caU} = D_{cJ}$ (прямая 3 на рис. 1) и уравнения детонационной адиабаты (кривая 2). Координаты точки U пересечения этих линий соответствуют давлению p_{caU} и удельному объему ПД v_{caU} на поверхности завершения тепловыделения при распространении по заряду плотностью ρ_{ca0} детонации с искусственно заданной скоростью $D_{caU} > D_{caJ}$. Эту скорость D_{caU} назовем скоростью недосжатого (un-compressed) режима детонации.

В рассматриваемом случае уравнение прямой Рэлея — Михельсона запишем так:

$$p = (D_{caU}/v_{ca0})^2 (v_{ca0} - v); \quad D_{caU} = D_{cJ}. \quad (6)$$

Для упрощения уравнение состояния ПД конденсированных ВВ примем в той же форме, что и для идеального газа:

$$e = pv / (n - 1), \quad (7)$$

где e — удельная внутренняя энергия; n — показатель изоэнтропы ПД.

Подставив это выражение для e в уравнение сохранения энергии, записанное в виде $e = Q + p(v_0 - v)/2$, и, проведя простейшие преобразования, получим выражение для детонационной адиабаты

$$p = \frac{2(n-1)Q}{v(n+1) - v_0(n-1)}. \quad (8)$$

Прежде чем подставить конкретные выражения для величин, входящих в это уравнение и соответствующих вычислению параметров состояния ПД при недосжатом режиме детонации, необходимо отметить следующее. Физически обоснованное описание связи параметров состояния по сравнению с выражением (7) и, соответственно, более точное выражение для детонационной адиабаты по сравнению с (8) можно получить, используя, например, уравнение состояния *JWL* [8]. В этом уравнении учитывается то, что внутренняя энергии ПД конденсированных ВВ обусловлена не только тепловым, но и упругим взаимодействием молекул и, как следствие этого, косвенно отображается зависимостью показателя изоэнтропы от удельного объема ПД. Параметры уравнения настраивают так, чтобы уравнение детонационной адиабаты позволяло воспроизводить экспериментально установленные параметры состояния в плоскости Чепмена — Жуге (при нормальной, или идеальной, детонации в режиме Чепмена — Жуге). В уравнении состояния (7) принято такое значение показателя изоэнтропы n , при котором уравнение (8) позволяло бы воспроизводить большую часть параметров состояния в плоскости Чепмена — Жуге. При этом можно будет пренебречь расстоянием (на плоскости с координатными осями давление — удельный объем) между точками соприкосновения прямой Рэлея — Михельсона с графическим отображением уравнения (8) и с точным графиком детонационной адиабаты, построенным согласно уравнению состояния *JWL*.

По мере увеличения удельного объема ПД вклад в давление и удельную энергию ПД упругой составляющей снижается и, соответственно, уменьшается показатель изоэнтропы. Поэтому при удельных объемах больших, чем v_J , значения давления, вычисленные при неизменном значении n в уравнении состояния (7), будут завышенными относительно значений, вычисляемых по детонационной адиабате с действительным, переменным показателем изоэнтропы.

Приведенное замечание позволяет сделать следующий вывод. Если для нахождения параметров ПД в плоскости завершения тепловыделения (нахождения точки U на рис. 1) использовать решение системы уравнений (6) и (8), в которых принято, что $Q = Q_{ca}$, $v_0 = v_{ca0} = 1/\rho_{ca0}$, $n = n_0 + n'_p \rho_{ca0}$, то можно получить не действитель-

ное значение давления ПД в плоскости завершения тепловыделения при недосжатой детонации, а лишь его верхнюю оценку.

Используя уравнения для детонационной адиабаты, прямой Рэлея — Михельсона, уравнения сохранения импульса и выражение для скорости звука ПД в виде $p = \rho u D$ и $c = \sqrt{pv}$, запишем окончательные выражения для оценки значений параметров состояния ПД на поверхности завершения тепловыделения при недосжатом режиме детонации:

$$p_{caU} = \frac{\rho_{ca0} D_{caU}^2}{n_{ca} + 1} (1 - K);$$

$$u_{caU} = \frac{D_{caU}}{n_{ca} + 1} (1 - K);$$

$$c_{caU} = D_{caU} \frac{n_{ca}}{n_{ca} + 1} M;$$

$$v_{caU} = \frac{1}{\rho_{ca0}} \frac{1}{n_{ca} + 1} (n_{ca} + K);$$

$$K = \sqrt{1 - \left(\frac{D_{caJ}}{D_{caU}} \right)^2};$$

$$M = \sqrt{\frac{n_{ca} - K^2 - (n_{ca} - 1)K}{n_{ca}}}.$$

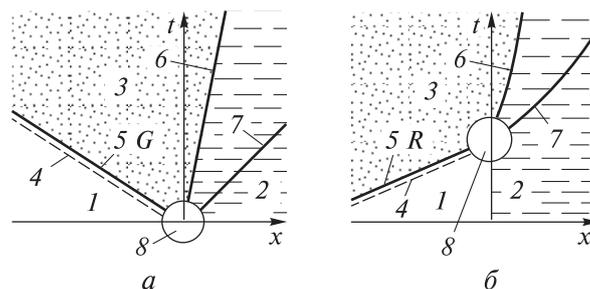


Рис. 2. Схема механического воздействия продуктов детонации на инертную среду: *a* — для уходящей (*G*) детонационной волны; *б* — для падающей (*R*) детонационной волны; 1 — заряд со стержнями из «высокоскоростного» ВВ; 2 — преграда; 3 — продукты детонации; 4 — траектория детонационных фронтов в стержнях «высокоскоростного» взрывчатого вещества; 5 — траектория поверхности окончательного тепловыделения детонационной волны; 6 — траектория поверхности контакта ПД и преграды; 7 — траектория фронта ударной волны в преграде; 8 — зона формирования установившегося течения в окрестности поверхности преграды

При этом скорость D_{caU} равна D_{cJ} , а D_{caJ} вычисляется по (4).

Для анализа механического воздействия ПД на конденсированную инертную среду рассмотрим две идеализированные схемы (рис. 2):

– схему течения с детонационным фронтом, который распространяется в направлении, противоположном направлению движения волны сжатия в преграде (рис. 2, а). В этом случае детонационную волну будем называть уходящей и отображать эту особенность течения индексом G ;

– схему с детонационной волной, которую будем называть падающей или набегающей и отображать такую особенность течения индексом R (рис. 2, б).

Воздействие уходящей детонационной волны. Рассмотрим этот процесс, пренебрегая областью формирования установившейся зоны полного тепловыделения δ и считая, что траектория движения по заряду ВВ 1 поверхности конечного тепловыделения 5 начинается в точке начала координат $t-x$, через которую проходят траектории поверхности 6 контакта ПД 3 и инертной среды 2, а также фронта ударной волны 7. Для описания связи изменяющихся параметров состояния движения ПД давления p и массовой скорости u в области изоэнтропического течения за траекторией 5G используем соотношение, называемое интегралом Римана:

$$u = u_U - \int_{p_U}^p \frac{dp}{\rho c}, \quad (9)$$

где $p_U = p_{caU}$ и $u_U = p_{caU}$ — начальные параметры состояния движения.

При используемом уравнении состояния в форме (7) уравнение изоэнтропы и, соответственно, выражение для скорости звука имеют вид:

$$p = Ap^n, \quad A = \text{const}; \quad c = \sqrt{dp/d\rho} = \sqrt{pn/\rho}. \quad (10)$$

С учетом того, что детонация распространяется в сторону, обратную положительному направлению оси, в (9) надо подставлять

$$u_{caU} = \frac{-D_{caU}}{n_{ca} + 1} (1 - K). \quad (11)$$

Из (9)–(11) после преобразований окончательно получим соотношение между скоростью звука в ПД и их массовой скоростью:

$$c = \frac{D_{caU}}{2} \left[E_G - (n-1) \frac{u}{D_{caU}} \right]; \quad E_G = [(n-1)(K-1) + 2nM] / (n+1). \quad (12)$$

Если в (10) подставить значение константы A (в формуле для изэнтропы), выраженную через давление и удельный объем на поверхности завершения тепловыделения, то после преобразований получим соотношение между скоростью звука c и давлением p в ПД в виде

$$p = c^{\frac{2n}{n-1}} p_{\phi}^{\frac{1}{1-n}} \rho_{ca0}^{\frac{n}{n-1}} \left(\frac{n+1}{n} \right)^{\frac{n}{n-1}} \left[(1-K)(n+K)^n \right]^{\frac{1}{1-n}}, \quad (13)$$

$$p_{\phi} = \rho_{ca0} \frac{D_{caU}^2}{n+1}. \quad (14)$$

Из (13) и (12) окончательно получим

$$p = p_{\phi} \left(\frac{n+1}{2} \right)^{\frac{2n}{n-1}} n^{\frac{n}{1-n}} \left[E_G - (n-1) \frac{u}{D_{caU}} \right]^{\frac{2n}{n-1}} \left[(1-K)(n+K)^n \right]^{\frac{1}{1-n}}. \quad (15)$$

Диаграмма параметров $p-u$ состояния движения продуктов недосжатой детонации в волне разгрузки, обращенной влево (за плоскостью завершения тепловыделения) показана линией g_U на рис. 3. Начальное состояние движения для этой $p-u$ -диаграммы отмечено точкой U_G , определяемой параметрами p_{caU} и $-u_{caU}$.

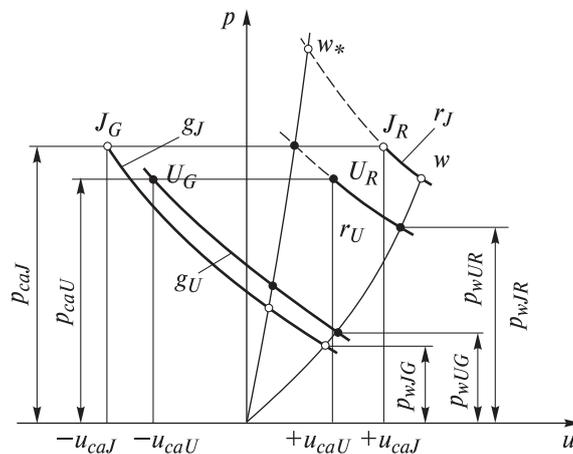


Рис. 3. Диаграмма параметров состояния движения продуктов взрыва и материала преграды

Параметры состояния движения на плоскости контакта ПД с материалом преграды (в частности, p_{wUG}) находятся как решение системы уравнений (15) и (16):

$$p = p_{W0}(\alpha_w + \beta_w u). \quad (16)$$

Если бы по заряду ВВ плотностью ρ_{sa0} распространялась нормальная детонационная волна в режиме Чепмена — Жуге со скоростью D_{caJ} , вычисляемой по (4), то параметры состояния движения на плоскости контакта ПД с преградой (обозначаемые уже как p_{WJG} (см. рис. 3) и u_{WJG}) были бы вычислены в результате решения системы уравнений (16) и нового уравнения для параметров состояния движения ПД

$$p = \frac{\rho_{ca0} D_{caJ}^2}{n+1} \left(\frac{n+1}{2n} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \left(1 - (n-1) \frac{u}{D_{caJ}} \right)^{\frac{2n}{n-1}}, \quad n = n_{ca}. \quad (17)$$

Последнее уравнение получается из (14) и (15) подстановкой $K = 0$, $E_G = 1$ и значения D_{caJ} вместо D_{caU} . При этом начальные параметры состояния движения для изоэнтропы, описываемой (17), составляют $p = p_{caJ}$ и $u = -u_{caJ}$.

Воздействие падающей детонационной волны. Данное явление обусловлено возникновением в ПД (в момент выхода ее фронта на поверхность преграды) волны, обращенной влево, в которой происходит изменение скорости их движения. В следствие этого возникает волна сжатия в преграде. При рассмотрении этой волны необходимо пренебречь зоной перехода ПД в состояние конечного тепловыделения при недосжатой детонации, подобно тому, как это делается при нахождении начальных параметров ударной волны в среде при отражении от нее детонационного фронта с параметрами Чепмена — Жуге без учета химического пика. Таким образом, за начальные параметры движения в волне, образующейся в преграде, принимаются исключительно те, что возникают в ПД при следующем условии: начальные давление p_{caU} и массовая скорость u_{caU} на поверхности конечного тепловыделения, равны этим параметрам, т. е. в волне, обращенной влево (см. рис. 2, а).

Переход состояния движения ПД из принятого за начальное (p_{caU} , u_{caU}) в новое может проходить в виде как ударно-волнового, так и изоэнтропического процесса. Рассмотрим сначала изоэнтропический процесс. При описании такого изменения параметров состояния движения в волне, обращенной влево, воспользуемся интегралом Римана (9). В случае «падающей» детонационной волны массовая скорость на поверхности конечного тепловыделения положительная: $u_U = u_{caU} = \frac{D_{caU}}{n_{ca} + 1} (1 - K)$. Поэтому соотношение между массо-

вой скоростью и давлением ПД в волне, обращенной влево, получаемое аналогично (15), принимает вид

$$p = \frac{\rho_{ca0} D_{caU}^2}{n+1} \left(\frac{n+1}{2} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \frac{n}{n^{1-n}} \frac{\left[E_R - (n-1) \frac{u}{D_{caU}} \right]^{\frac{2n}{n-1}}}{\left[(1-K)(n+K)^n \right]^{\frac{1}{n-1}}}. \quad (18)$$

При этом

$$E_R = \frac{\left[(n-1)(1-K) + 2nM \right]}{(n+1)}, \quad n = n_{ca}. \quad (19)$$

Параметры состояния движения на плоскости контакта ПД с преградой (на рис. 3 приведено давление p_{WUR}) находят путем решения системы уравнений (15) и (18), (19).

Если по заряду ВВ плотностью ρ_{sa0} будет распространяться нормальная детонационная волна в режиме Чепмена — Жуге со скоростью D_{caJ} , то соотношение между давлением и массовой скоростью в волне расширения (или сжатия) с начальным состоянием движения (p_{caJ} , u_{caJ}), обращенной влево, при $K = 0$ и $M = 1$ примет вид

$$p = \frac{\rho_{ca0} D_{caJ}^2}{n+1} \left(\frac{n+1}{2} \right)^{\frac{2n}{n-1}} \left[1 - (n-1) \frac{u}{D_{ca}} + \frac{2(n-1)}{n+1} \right]^{\frac{2n}{n-1}}, \quad n = n_{ca}. \quad (20)$$

При этом параметры состояния движения на плоскости контакта ПД с преградой (на рис. 3 указано давление p_{WJR}) находят решением системы уравнений (15) и (20).

На диаграмме состояний движения w (рис. 3) указаны «начальные» давления p_{WUG} , p_{WJG} , p_{WUR} , p_{WJG} , возникающие на преграде из материала сравнительно большой сжимаемости в результате выхода на нее поверхности заверченного тепловыделения. При этом в случае как уходящей, так и падающей детонационной волны ударные волны с указанными давлениями возникают вследствие расширения ПД (отображаемого участками сплошных линий, соответствующих условию $dp/du < 0$, которые расположены справа от точек U_G , U_R и J_G , J_R).

Если материал преграды менее сжимаем (это показано на примере ударной адиабаты w_*), то ударные волны в ней будут возникать вследствие торможения и сжатия ПД. В случае воздействия ПД па-

дающей детонационной волны для нахождения значений давлений на преграду необходимо знать соотношение давлений и массовых скоростей за фронтом отраженной волны ударного сжатия $p = p_S(u)$. Решение уравнения, представляющего собой конкретную форму записи этого соотношения, приведенного в [8], совместно с уравнением (16) позволяет найти «точные» значения давлений, возникающих при ударно-волновом торможении ПД на поверхности конечного тепловыделения. Однако в случае конденсированных ВВ использование соотношений между давлением и массовой скоростью в процессах ударно-волнового и изоэнтропического торможения ПД при вычислениях давлений ударных волн в преграде приводят к мало различающимся результатам. В настоящей статье представлена оценка давления на фронте ударной волны в преграде, получаемой решением систем уравнения (16) и уравнений для изоэнтропического изменения (в том числе и повышения) давления (18), (19) или (20), в зависимости от того, какая детонационная волна набегаёт на преграду — нормальная или недосжатая.

Результаты расчетов. Для установления влияния на пиковые значения импульса давления на преграде p_W такого фактора, как недосжатие детонационной волны мы проведем расчеты и сравним их результаты для двух зарядов. Чтобы получить результаты, в более чистом виде, свободном от дополнительного проявления других параметров ВВ и ПД, наложим на характеристики рассматриваемых зарядов определенные упрощающие ограничения.

Эти заряды имеют разные структуры, но имеют сходный состав. Структура одного из них такова, что в нем присутствуют локализованные образования, созданные искусственно или образовавшиеся естественным образом, и имеющие детонационные характеристики, отличные от тех, что присущи однородному монодисперсному заряду. За признак сходства составов зарядов принято то, что при одинаковых начальных плотностях совпадают их детонационные адиабаты, определяемые удельными теплотами взрыва и показателями изоэнтропии и, следовательно, скорости нормальной, или идеальной детонации. Заряд, в котором может распространяться только нормальная детонация со скоростью D_J , определяемой только осредненной плотностью (масса всего заряда, деленная на его объем), мы назовем эталонным.

Плотность ρ_c и скорость детонации D_c ВВ, образующего каркас, были приняты равными, соответственно, $1,5 \text{ г/см}^3$ и $7,8 \text{ км/с}$. Такие значения характерны для взрывчатых составов, применяемых при изготовлении детонационных трансляторов. В общем случае скорость

детонации структурированного заряда в недосжатом режиме зависит не только от скорости детонации ВВ D_c , образующего каркас, но и от геометрических особенностей последнего. Детонация структурированного заряда с максимальной скоростью, равной D_c , может возникнуть, если в каркасе можно выделить образования в виде стержней, вытянутых вдоль всего заряда (и имеющих поперечное сечение большее, чем критическое). Рассмотрим такой простейший случай.

Допускается варьирование плотности «низкоскоростного» компонента, заполняющего пространство между элементами каркаса, но полагается, что при всех значениях ρ_a осредненная плотность структурированного заряда ρ_{ca0} остается неизменной. Это условие означает, что изменение значения плотности ρ_a «низкоскоростного» ВВ связано с соответствующим изменением его массовой и объемной доли в структурированном заряде. Чтобы эти изменения не влияли на удельную теплоту взрыва двухкомпонентного заряда, удельные теплоты взрыва «низкоскоростного» и «высокоскоростного» компонентов структурированного заряда, ее аддитивная величина и удельная теплота взрыва эталонного заряда принимаются равными: $Q = Q_c = Q_a = Q_{ca0}$.

Показатели изоэнтроп изучаемого и эталонного зарядов примем одинаковыми (n_{ca}), вычисляемыми согласно (3) при начальной плотности, равной ρ_{ca0} . При этом условии воспроизводятся одинаковые значения идеальных скоростей детонации у обоих зарядов. Следует иметь в виду, что детонационные давления в случае структурированного заряда при «недосжатой» детонации со скоростью $D_{caU} > D_{caJ}$ оказываются завышенными, как это отмечалось ранее. Вследствие этого мы будем получать верхнюю оценку давления p_w на преграду. В качестве материала преграды взята вода, коэффициенты ударной адиабаты которой приняты следующие: $\alpha_w = 1500$ м/с, $\beta_w = 2$.

В табл. 1 и 2 представлены результаты расчетов, проведенных при следующих значениях модельного заряда: $\rho_{ca0} = 0,4$ г/см³, $\rho_a = 0,3$ г/см³, $Q_{ca0} = 4$ МДж/кг. Параметры состояния и движения на поверхности конечного тепловыделения и давления ПД на преграду, реализуемые в случае нормальной, или идеальной детонации вычислялись при $n_{ca} = 1,73$. Оценки значений аналогичных параметров в случае недосжатой детонации структурированного заряда проведены при трех значениях n_{ca} : 1,73; 1,63 и 1,33 (предельно возможное значение для нашей модели).

В табл. 1 приведены абсолютные (размерные) расчетные значения величин на поверхности конечного тепловыделения, равного Q , детонационной волны (отмечены индексом Q) и на поверхности преграды (индекс W). Заметим, что, в частном случае, при идеальной или нормальной скорости детонации значения величин на этой поверхности конечного тепловыделения, как правило, называют параметрами Чепмена — Жуге. В столбце с надписью «Режим» вписаны символы индексов J и U , которые означают, что в соответствующей строке приведены параметры, рассчитываемые при нормальной детонации (J) или недосжатой детонации (U).

Таблица 1

**Абсолютные расчетные значения величин
на поверхности конечного тепловыделения детонационной волны**

Режим	n_{ca}	D , км/с	p_Q , ГПа	u_Q , км/с	c_Q , км/с	v_Q , см ³ /г	$(u+c)_Q$, км/с	p_{WG} , ГПа
J	1,73	3,99	2,34	1,46	2,53	1,58	3,99	0,59
U	1,73	7,85	1,26	0,399	0,69	2,37	1,09	0,71
U	1,63	7,85	1,07	0,34	0,55	2,4	0,89	0,53
U	1,33	7,85	0,54	0,17	0,23	2,45	0,4	0,38

В табл. 2 приведены в зависимости от n_{ca} относительные значения величин, рассчитанных при недосжатой детонационной волне, долях от значений одноименных величин при детонации с нормальной скоростью: $\overline{D_U} = D_{caU}/D_{caJ}$; $\overline{p_{QU}} = p_{caU}/p_{caJ}$; $\overline{u_{QU}} = u_{caU}/u_{caJ}$; $\overline{c_{QU}} = c_{caU}/c_{caJ}$; $\overline{v_{QU}} = v_{caU}/v_{caJ}$; $\overline{p_{WGU}} = p_{WGU}/p_{WGU}$.

Таблица 2

**Относительные значения величин, рассчитанных
при недосжатой детонационной волне**

n_{ca}	$\overline{D_U}$	$\overline{p_{QU}}$	$\overline{u_{QU}}$	$\overline{c_{QU}}$	$(u+c)_Q/D_{QU}$	$\overline{v_{QU}}$	$\overline{p_{WGU}}$
1,73	1,97	0,54	0,27	0,27	0,273	1,5	1,24
1,63	1,97	0,46	0,23	0,22	0,22	1,52	0,9
1,33	1,97	0,23	0,12	0,09	0,1	1,55	0,64

Сопоставление значений p_{WG} (см. табл. 1) при трех значениях n_{ca} позволяет сделать следующий вывод. Принимая при вычислении параметров недосжатой детонации и давления для образовавшихся ПД на преграду значение n_{ca} , которое, строго говоря, реализуется лишь при параметрах состояния ПД на поверхности Чепмена — Жу-

ге при идеальной детонации, можно получить верхние оценки действительного давления p_w . Приведенные в табл. 2 значения p_{WGU} указывают на то, что в случае уходящей детонационной волны замена эталонного структурно однородного заряда на структурированный может привести лишь к незначительному и некатастрофическому повышению интенсивности воздействия на преграду.

Если сопоставлять относительные значения давлений ПД на поверхности завершения тепловыделения p_{QU} и на поверхности преграды p_{WGU} при каждом из трех, приведенных в табл. 2 значений n_{ca} , то можно заметить следующее.

Фактор «недосжатия» детонационной волны проявляется в существенном уменьшении детонационного давления (в приведенном примере, по крайней мере, двукратном) и относительно меньшем изменении, но в обратную сторону, давления на преграду. Снижение p_{WGU} приблизительно до единицы и меньших значений связано уже с проявлением дополнительного, вторичного фактора — снижения показателя изоэнтропы по мере уменьшения удельного объема ПД. Такая особенность соотношения изменений давлений на поверхности окончательного тепловыделения и на поверхности преграды, вызванных заменой однородного идеально детонирующего заряда структурированным с недосжатой детонацией, объясняется тем, что интенсивность воздействия ПД на преграду определяется не только давлением на поверхности их образования, но и скоростью их движения на этой поверхности. В случае «уходящей» детонационной волны начальное движение ПД, образовавшихся на поверхности окончательного тепловыделения, направленное в сторону от преграды, усиливает падение давления на преграде по сравнению с тем, которое было бы вызвано лишь снижением начального давления ПД (оказывает дополнительное отрицательное влияние на давление ПД у преграды). В рассматриваемом здесь случае при переходе к недосжатой детонации произошло двукратное снижение начального давления ПД, но опережающее практически четырехкратное уменьшение абсолютного значения массовой скорости и, соответственно, сильное ослабление отрицательного влияния начальной скорости оттока ПД от преграды.

Заключение. На основе представлений о возможных механизмах распространения по зарядам ВВ зон взрывных превращений со сверхзвуковой скоростью, изложенных в работе [9], предложена простая модель, предназначенная для оценки параметров воздействия на преграду ПД недосжатой детонации зарядов конденсированных ВВ. При таком режиме детонации заряда рассмотрено в квазиодномерном

приближении течение продуктов разложения, возникающее под действием ПД множества стержней из ВВ малого поперечного сечения, расположенных вдоль всего заряда и детонирующих со скоростью, которая превышает скорость нормальной детонации остальной составляющей заряда, заполняющей пространство между стержнями.

Выведены алгебраические выражения для расчета параметров состояния и движения ПД на поверхности завершеного тепловыделения недосжатой детонации, а также пика импульса их давления на преграду в зависимости от направления движения детонационной волны: к преграде или от преграды.

Знания зависимости показателя изоэнтропы ПД на поверхности Чепмена — Жуге от начальной плотности заряда при реализации нормальной или идеальной детонации недостаточно для корректного расчета параметров недосжатой детонации. При вычислениях, в которых не учитывается уменьшение показателя изоэнтропы по мере увеличения удельного объема ПД, на практике можно получить только верхние оценки давления на поверхности завершения тепловыделения в детонационной волне и на поверхности контакта продуктов разложения в «уходящей» детонационной волне с преградой.

Полученные расчетным путем верхние оценки давлений позволяют сделать вывод о возможности улучшения стабильности формы импульса давления на преграду без катастрофического повышения давления при взрывном воздействии уходящей недосжатой детонационной волной структурированного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ermolaev B.S., Sulimov A.A. Advances and problems in DDT in solids. *5th Symposium (International) on High Dynamic Pressures Proceedings*. Saint-Malo, France, 2003, vol. 1, pp. 15–16.
- [2] Ермолаев Б.С., Сулимов А.А. *Конвективное горение и низкоскоростная детонация пористых энергетических материалов*. Михайлов Ю.М., ред. Москва, Торус Пресс, 2017, 400 с.
- [3] Литвинов Б.В., Лебедев М.А. Симметрия и взрывные устройства. *Химическая физика*, 1993, т. 12, № 6, с. 726–734.
- [4] Андреев С.Г., Бойко М.М., Соловьев В.С., Лазарев В.В. Параметры поля течения в ударных трубах сохранного динамического сжатия структурно-неоднородных конденсированных веществ. *Высокоэнергетическое воздействие на материалы: Сборник трудов Международной конференции*. Новосибирск, 1986, с. 131–135.
- [5] Андреев С.Г., Бойко М.М., Кобылкин И.Ф., Соловьев В.С. Образование очагов в тротиле и тетриле при слабом ударном воздействии. *Физика горения и взрыва*, 1976, т. 15, № 6, с. 143–148.
- [6] Имховик Н.А. Детонационные свойства смесей взрывчатых веществ с высокоплотными инертными добавками. *Военные и высокоэнергетические конденсированные системы*, 2008, № 2, с. 40–49.

- [7] Соловьев В.С., Андреев С.Г., Левантовский А.В. Оптические и рентгенографические исследования низкоплотных ВВ на основе гексогена. *Горение и взрыв: материалы Третьего Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву*. Москва, Наука, 1972, с. 451–454.
- [8] Орленко Л.П., ред. *Физика взрыва*. 3-е изд. В 2 т. Т. 1. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2002, 832 с.
- [9] Зельдович Я.Б., Компанец А.С. *Теория детонации*. Москва, Государственное научно-техническое издательство химической литературы, 1955, 286 с.

Статья поступила в редакцию 18.10.2020

Ссылку на статью просим оформлять следующим образом:

Андреев С.Г., Бойко М.М. Оценка амплитуды давления на преграду продуктов недосжатой уходящей детонационной волны структурированного заряда. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2020, вып. 11.

<http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2020-11-2028>

Андреев Сергей Григорьевич — канд. техн. наук, доцент, чл.-кор. РАЕН, доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: andreeff2007@mail.ru

Бойко Михаил Михайлович — доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: boykomm@bmstu.ru

Estimating the amplitude of the pressure on the obstacle of products of an under-compressed outgoing detonation wave of a structured charge

© S.G. Andreev, M.M. Boyko

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

The study relies on the concepts of various mechanisms of explosives decomposition at supersonic propagation of the under-compressed detonation reaction zones, and examines the structured charges explosion effect on compressible obstacles. In such charges, artificially or naturally, there can appear rod-like formations highly capable of detonation, penetrating the charge and ensuring the propagation of the complete heat release zone at a speed greater than the normal, and the ideal detonation speed of a monodisperse charge is of the same density. We introduce a simple algebraic model of the explosive process of structured charges, the process proceeding in the form of under-compressed detonation. We obtained algebraic expressions that make it possible to compare the peak pressures at the obstacles depending on the direction of detonation propagation relative to the obstacle and on the mode of detonation, i.e. whether it is normal or “under-compressed”.

Keywords: “under-compressed” detonation, structured charge, obstacle, direction of propagation, impact pressure

REFERENCES

- [1] Ermolaev B.S., Sulimov A.A. Advances and problems in DDT in solids. 5th Symposium (International) on High Dynamic Pressures Proceedings. Saint-Malo, France, 2003, vol. 1, pp. 15–16.
- [2] Ermolaev B.S., Sulimov A.A. *Konvektivnoe gorenie i nizkoskorostnaya detonatsiya poristykh energeticheskikh materialov* [Convective combustion and low velocity detonation of porous energetic materials]. Mikhaylov Yu.M., ed. Moscow, Torus Press Publ., 2017, 400 p.
- [3] Litvinov B.V., Lebedev M.A. *Khimicheskaya fizika — Russian Journal of Physical Chemistry B: Focus on Physics*, 1993, vol. 12, no. 6, pp. 726–734.
- [4] Andreev S.G., Boyko M.M., Solovev V.S., Lazarev V.V. Parametry polya techeniya v udarnykh trubakh sokhrannogo dinamicheskogo szhatiya strukturno-neodnorodnykh kondensirovannykh veshchestv [Parameters of the flow field in shock tubes of stable dynamic compression of structurally inhomogeneous condensed substances]. *Vysokoenergeticheskoe vozdeistvie na materialy: Sbornik trudov Mezhdunarodnoy konferentsii* [High-energy impact on materials: Proceedings of the International Conference]. Novosibirsk, 1986, pp. 131–135.
- [5] Andreev S.G., Boyko M.M., Kobylkin I.F., Solovev V.S. *Fizika goreniya i vzryva — Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1976, vol. 15, no. 6, pp. 143–148.
- [6] Imkhovik N.A. *Boepripasy i vysokoenergeticheskie kondensirovannye sistemy (Ammunition and high energy condensed systems)*, 2008, no. 2, pp. 40–49.
- [7] Solovev V.S., Andreev S.G., Levantovskiy A.V. Opticheskie i rentgenograficheskie issledovaniya nizkoplotnykh VV na osnove geksogena [Optical and X-ray studies of low-density explosives based on RDX]. *Gorenje i vzryv: materialy Tretego Vsesoyuznogo simpoziuma po goreniju i vzryvu* [Combustion and

- Explosion: Proceedings of the Third All-Union Symposium on Combustion and Explosion.]. Moscow, Nauka Publ., 1972, pp. 451–454.
- [8] Orlenko L.P., ed. *Fizika vzryva* [Explosion physics]. In 2 vols., vol. 1. 3rd ed. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2002, 832 p. ISBN 5-9221-0219-2
- [9] Zeldovich Ya.B., Kompaneets A.S. *Teoriya detonatsii* [Detonation theory]. Moscow, Gos. izd. nauch.-tekh. lit. Publ., 1955, 286 p.

Andreev S.G., Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Corresponding Member RANS, Department of High-Precision Airborne Devices, Bauman Moscow State Technical University. Author of over 250 research papers in the field of the theory of energetic materials, chemical physics and experimental gas dynamics. e-mail: andreeff2007@mail.ru

Boyko M.M., Assoc. Professor, Department of High-Precision Airborne Devices, Bauman Moscow State Technical University. Author of over 100 research papers in the field of the theory of energetic materials, chemical physics and experimental gas dynamics. e-mail: boykomm@bmstu.ru