

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 :

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

где n_* — коэффициент, значение которого близко к показателю идеального газа, $n_* = 1,33$; n'_ρ — эмпирический коэффициент, $n'_\rho \approx 1 \cdot 10^{-3}$ 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-