

ном и прессованным (а) или насыпным (б) тротилом. Прессованные образцы ВВ имели плотность 1,56 г/см³ и готовились из молотого в шаровой мельнице в течение трех часов тротила. Насыпные образцы плотностью 1,0 г/см³ готовились также из молотого тротила. Через плексигласовый экран в образец вводилась ударная волна с приблизительно прямоугольным профилем давления. В сущности постановка этих опытов аналогична использованной в [7]. Начальное давление на границе с прессованным тротилом составляло 51 кбар, в случае насыпного тротила — 48 кбар. Выше уже отмечалась качественная аналогия между результатами расчетов при $\alpha_0=0,01$ и измерениями внутри образца для прессованного тротила и при $\alpha_0=0,5$ для тротила малой плотности. Сопоставление рис. 3 и 4 показывает, что особенности кинетики разложения проявляются уже на профилях давления (или массовой скорости) на контактной границе.

Таким образом, основываясь на полученных результатах моделирования процесса инициирования детонации при различных законах разложения, можно утверждать, что измерения давления или массовой скорости на контактной границе в условиях перехода прямоугольной ударной волны из инертного экрана в ВВ [7] дают достаточно информации для предварительной оценки зависимости скорости разложения от давления и глубины разложения. Достаточно точное количественное описание кинетики разложения ВВ может быть достигнуто сопоставлением набора подобных экспериментальных данных с результатами численного моделирования процесса.

Поступила в редакцию
30/VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
2. С. К. Годунов. Матем. сб., 1959, 47, 271.
3. В. Е. Фортов, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 1, 16.
4. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
5. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело. № 63/20, М., «Недра», 1967.
6. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ФГВ, 1971, 7, 1, 103.
7. К. К. Шведов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.

ПОДОБИЕ ПРИ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВАХ НА ВЫБРОС

В. Ф. Евменов, А. Н. Ромашов, В. М. Чубаров

(Москва)

Изучение вопросов подобия при взрывах химических зарядов на выброс и на сброс показывает, что связь между объемом воронки и весом заряда может быть представлена в виде формулы

$$V=Aq+Bq^{0,75}, \quad (1)$$

где V — объем воронки; q — вес заряда; A и B — постоянные коэффициенты. Физический смысл двучленной формулы состоит в том, что образование воронки происходит за счет двух различных процессов: собственно выброса и вытеснения породы из центральной зоны с образованием котловой полости. Выброс породы происходит в поле силы тяжести, поэтому подобие должно учитывать влияние этого фактора. Вытеснение породы зависит от ее физико-механических свойств и в первом приближении должно подчиняться геометрическому закону подобия.

В формуле (1) первый член соответствует той части общего объема видимой воронки, которая связана с котловой полостью, а второй характеризует объем действительно выброшенной породы. При такой интерпретации коэффициент A приобретает определенный физический смысл: он равен так называемому показателю прострела породы K_p , представляющему отношение объема камуфлетной полости к весу заряда, взорванного в тех же породах, что и взрыв на выброс.

В данной работе рассматривается вопрос о подобии видимых воронок при ядерных взрывах на выброс. Чтобы определить значения коэффициентов A и B в формуле (1), необходимо иметь данные по крайней мере по двум взрывам разной мощности, взорванным в одних и тех же породах. Необходимо также отметить, что формула (1) характеризует объем воронки, которая получается при взрыве зарядов на оптимальной глубине (h), когда объем воронки близок к максимально возможному для данных пород. В таблице приведены данные по некоторым ядерным взрывам, которые могут быть использованы для определения указанных коэффициентов [1, 2].

Название взрыва	Тип породы	q , кт	V , м ³	h , м
«Нептун»	Туф	0,115	$1,7 \cdot 10^4$	30,5
«Скунер»	»	35,0	$1,74 \cdot 10^6$	108
«Седан»	Аллювий	100	$5,0 \cdot 10^6$	194
«Дени-бой»	Базальт	0,42	$3,19 \cdot 10^4$	33
«Кабриолет»	Риолит	2,5	$1,38 \cdot 10^5$	52
1004	Песчаник — сланцы	120	$6,4 \cdot 10^6$	200
1003	Алевриты — глина	1,1	$1,11 \cdot 10^5$	48
T-1	Песчаник	0,2	$(3 \div 4) \cdot 10^4$	31,4

На рис. 1 зависимость объема видимой воронки от мощности взрыва представлена графически. Видно, что данные по взрывам в аллювии, туфах и песчаниках практически совпадают и могут быть описаны единой зависимостью, в то время как объемы воронок при взрывах в крепких породах (типа базальта) лежат заметно ниже.

На основании приведенных на рис. 1 данных определены коэффициенты в формуле (1): для аллювия, туфа и песчаника $A = 2,5 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}$; $B = 7,5 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}^{0,75}$, для базальта соответственно $1,9 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}$ и $4,5 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}^{0,75}$. Если истолковать приведенные выше соображения применительно к ядерным взрывам, то значение коэффициента A должно соответствовать объемам котловых полостей в соответствующих породах при взрыве заряда мощностью в 1 кт.

На рис. 2 представлены данные о величинах приведенных радиусов полостей камуфлетных взрывов [1, 2, 4]. Они показывают, что размеры полостей при взрывах в аллювии и туфах примерно одинаковы, в то время как в базальте радиусы полостей меньше и в свою очередь примерно совпадают с аналогичными значениями при взрывах в соляных массивах. Радиус полости с увеличением глубины взрыва уменьшается. На рис. 2 указаны также значения радиусов, которые вычислены для соответствующих взрывов на выброс в предположении, что объем полости равен приведенным выше значениям коэффициента A . Сопоставление фактических данных о размерах полостей и вычисленных показывает удовлетворительное согласие, т. е. коэффициент A действительно соответствует показателю простреливаемости пород. Это позволяет считать, что определение связи между объемом воронки и мощностью взрыва в виде двучленной формулы (1) и для ядерных взрывов оправдано.

Следует отметить, что формула (1) достаточно хорошо отражает представление о средних показателях подобия, которые обычно принимаются при обработке экспериментальных данных. Если зависимость объема воронки от мощности взрыва искать в виде

$$V \sim q^n,$$

то наиболее общепринятое значение среднего показателя подобия n равно 0,88. Фактический показатель подобия, как видно из формулы (1), должен зависеть как от мощности взрыва, так и от типа породы, т. е. от соотношения коэффициентов A и B . Так, согласно рис. 1, среднее значение n для взрывов в аллювии и туфах при $V = 0,1 \div 10$ кт равно 0,8, а при $V = 10 \div 1000$ кт $n = 0,89$. В среднем по всему интервалу мощностей, в котором имеются экспериментальные данные, он довольно близко совпадает с указанным значением $n = 0,88$.

Интересно также обратить внимание на общий характер зависимости $V(q)$, приведенной на рис. 1. Согласно общепринятому представлению, с увеличением мощности взрыва роль силы тяжести возрастает, потому показатель подобия должен уменьшаться.

При малых мощностях, где принимается геометрический закон подобия, он должен равняться единице; при очень больших зарядах он стремится к пределу, равному 0,75. Из рис. 1 видно, что экспериментальные данные не обнаруживают такой тенденции к уменьшению n . Аналогичный вывод был получен и при анализе данных по взрывам химических зарядов [3], где в диапазоне зарядов от 100 кг до 1000 т n практически сохраняет постоянное значение. Это посто-

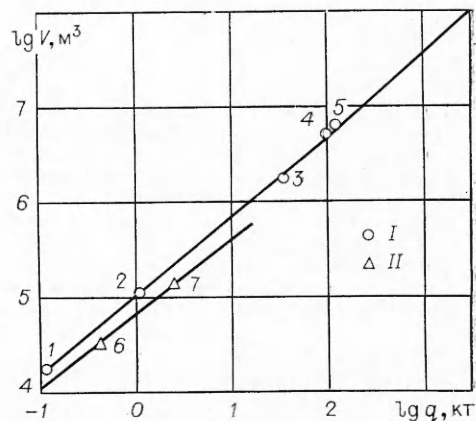


Рис. 1. Зависимость объема видимой воронки выброса от мощности взрыва.

I — взрывы в аллювии, туфе и песчаниках, II — взрывы в крепких породах типа базальтов. Нумерация точек на графике соответствует следующим взрывам [2]: 1 — «Нептун», 2 — 1003, 3 — «Скунер», 4 — «Седан», 5 — 1004, 6 — «Дени-бой», 7 — «Кабриолет».

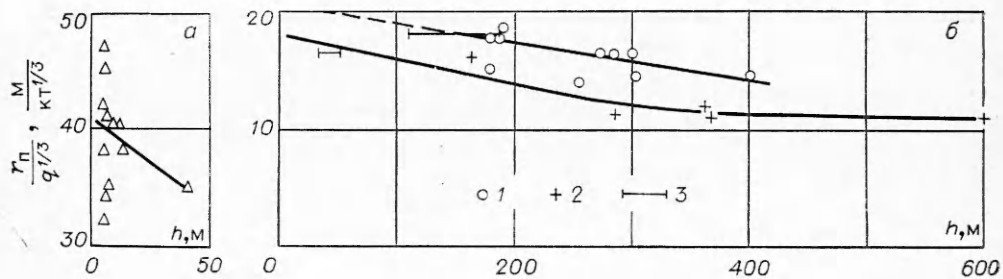


Рис. 2. Зависимость приведенного радиуса камуфлетной полости от абсолютной глубины заложения заряда.

а) обычные взрывы; б) ядерные взрывы. 1 — взрывы в туфе, аллювии; 2 — взрывы в базальте и соли; 3 — значения, определенные по взрывам на выброс.

яньство, по существу, кажущееся и в зависимости от величин коэффициентов A и B может примерно сохраниться в том или ином диапазоне изменения q . Но общее направление изменения n обратно принятому: с увеличением q средний показатель n , как следует из формулы (1) и рис. 1, не уменьшается, а увеличивается. Это естественно, поскольку первый член с увеличением q растет быстрее и при достаточно больших мощностях средний показатель подобия будет приближаться к единице. В действительности этого значения он, очевидно, не достигает, поскольку показатель прострела, т. е. коэффициент A в формуле (1), с глубиной уменьшается.

Проведем сопоставление ядерных и химических взрывов. Для взрывов в грунтах типа глины и суглинков при весах зарядов до 1000 т $A = 21 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}$. Эта величина примерно на порядок превосходит аналогичное значение в формуле для ядерных взрывов (для аллювия — $2,5 \cdot 10^4$, для базальта — $1,9 \cdot 10^4$). Однако для взрывов химических зарядов в скальных породах величина A намного меньше, чем в глинах, и примерно совпадает с показателем прострела ядерных взрывов.

Коэффициент B в формуле (1) для ядерных взрывов равен $(4,5 \div 7,5) \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}^{0,75}$. Для взрывов в глине этот коэффициент равен $3 \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}^{0,75}$, т. е. несколько меньше. Получается своеобразное перераспределение ролей первого и второго члена: для химических взрывов сильнее первый член, а для ядерных — второй. По-видимому, это отражает различие в природе этих взрывов. При химических взрывах и фактические значения показателя прострела в глине лежат заметно выше, чем при ядерных. На рис. 2 приведены значения показателей прострела в глинах для различных глубин, определенные по размерам воронок выброса [2]. Видно, что радиусы полостей химических взрывов примерно в два раза больше соответствующих значений при ядерных взрывах и обнаруживают тенденцию к уменьшению с глубиной. Не исключено, что ядерный взрыв в глинах сопровождался бы примерно таким же сильным прострелом, как и химические взрывы, хотя вполне вероятно, что прострел при химических взрывах вообще больше, чем при ядерных взрывах. Во всяком случае, если в формулу (1) подставить показатель прострела, соответствующий 1000-тонному взрыву ($35 \text{ м}/\text{кт}^{1/3}$) и дающий $A = 18 \cdot 10^4$, $B = 7,5 \cdot 10^4$, то получится значение объема видимой воронки для взрыва заряда мощностью 1 кт в глине около 250 тыс. м^3 . Фактический объем воронки для химического 1000-тонного взрыва в глинах равен 232 тыс. м^3 , т. е. величин близки между собой. Это значит, что формула (1) при подстановке в нее соответствующих показателей прострела может быть использована и для определения объема воронок от химических взрывов.

Таким образом, подобие видимых воронок при ядерных и химических взрывах должно определяться на основании двухчленной формулы

$$V = K_n q + B q^{0,75}, \quad (2)$$

где V — объем воронки, м^3 ; q — мощность взрыва, кт; K_n — величина камуфлетной полости при взрыве заряда 1 кт в данных породах, $\text{м}^3/\text{кт}$; B — коэффициент, характеризующий объем выброса при взрыве заряда 1 кт, $\text{м}^3/\text{кт}^{0,75}$.

Численное значение B сравнительно слабо зависит от типа пород и характера взрыва и может быть принято равным $(4,5 + 1,5) \cdot 10^4 \text{ м}^3/\text{кт}^{0,75}$. Формула (2) может быть рекомендована для определения объема оптимальной видимой воронки при ядерных и химических взрывах разной мощности. Тип пород при этом учитывается коэффициентом K_n , который, в частности, может учитывать и такую характеристику пород, как их газозовость, т. е. способность выделять газообразные компоненты при плавлении и необратимом деформировании породы в ближней зоне взрыва.

Поступила в редакцию
22/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Атомные взрывы в мирных целях. Сборник. М., «Атомиздат», 1970.
2. А. Н. Ромашов, Н. Н. Симонов.— В сб.: Взрывное дело, № 64/21. М., «Недра», 1968.
3. В. Н. Родионов и др. Механический эффект подземного взрыва. М., «Недра», 1971.
4. Механика твердых деформируемых тел. Т. 7. М., ВИНТИ, 1973.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЗОНЫ СОЕДИНЕНИЯ БИМЕТАЛЛА, СВАРЕННОГО ВЗРЫВОМ

М. А. Баранов, Б. Ф. Демьянов, А. Н. Золотарев

(Барнаул)

Все более широкое применение сварки взрывом требует детального исследования областей металла вблизи сварного шва. В процессе соударения свариваемых пластин значительное количество энергии взрыва выделяется в форме тепла. Внутри металла 80—90% тепловой энергии обусловлено переходом в тепло энергии пластической деформации и лишь 10—20% выделяется при упругом сжатии металла при прохождении ударных волн [1]. На границе контакта металлов за счет трения их поверхностей дополнительно выделяется некоторое количество теплоты, что приводит к расплавлению металлов на границе и их сварке.

В работах [2, 3] использовано следующее распределение температуры по объему биметалла в различные моменты времени после сварки взрывом:

$$U(x, t) = \frac{Q}{2c\rho\sqrt{\pi a^2 t}} e^{-x^2/4a^2 t}, \quad (1)$$

где Q — количество тепла, выделившегося в момент времени $t=0$; c — удельная теплоемкость материала; ρ — плотность; a — коэффициент температуропроводности. Расстояние x отсчитывается от границы контакта. При этом начальное распределение температуры взято в виде δ -функции.

Вследствие высокой температуропроводности металлов происходит быстрое выравнивание температур. Через 10^{-4} — 10^{-3} с после сварки взрывом распределение температуры по всему сечению биметалла будет практически равномерно [4, 5]. Однако, как указывается в работе [3], распределение температур в начальный момент времени не имеет вида δ -функции, так как еще необходимо добавить тепло, выделившееся за счет пластической деформации, которая захватывает значительную область вблизи сварного шва. Учитывая это, взято следующее начальное распределение температуры:

$$U(x, 0) = Ae^{-x^2/\sigma^2}, \quad (2)$$

где σ — дисперсия.

За счет действия упругих волн тепло выделяется по всему объему равномерно, что приводит к повышению температуры на некоторую величину U_0 . Для удобства примем U_0 за начало отсчета, тогда $U(x, t)$ — температура металла в точке x в момент времени $t=U_0$, $A=T_{пл}-U_0$ ($T_{пл}$ — температура плавления металла).

Можно показать, что даже при краевом условии $(\partial U/\partial x - kU)|_{x=L} = 0$ (k — коэффициент теплоотдачи материала, L — толщина свариваемого листа) решение задачи теплопроводности можно записать в виде

$$U(x, t) = \frac{A\sigma}{\sqrt{\sigma^2 + 4a^2 t}} e^{-x^2/(\sigma^2 + 4a^2 t)}, \quad (3)$$

что соответствует распределению температуры в бесконечном стержне [6]. Таким образом, распределение (3) остается гауссовым в каждый момент времени.

Параметр σ может быть определен из условия сохранения количества теплоты q в начальный момент времени

$$c\rho \int_{-\infty}^{+\infty} U(x, 0) dx = q. \quad (4)$$

Отсюда $\sigma = q/\sqrt{\pi}C\rho$. Здесь ρ — плотность; C — теплоемкость образца металла объемом $V=L$. Оценка показала, что время растекания температуры составляет около 10^{-2} с.

Таким образом, в процессе сварки взрывом металл подвергается лишь кратковременному воздействию температур, близких (и даже равных) температуре плавления.