

В заключение сделаем выводы.

Взвеси А1 позволяют повысить проводимость детонационно-способных смесей на 1—2 порядка ($\bar{\rho} \approx 0,5 \text{ кг/м}^3$). Высокая проводимость достигается одновременно с воспламенением частиц А1 и сохраняется в протяженной области за фронтом детонации, что свидетельствует о термической природе ионизации. С увеличением начального давления и объемной плотности пыли в продуктах детонации газозвесей могут быть получены $\sigma > 10^{-2} \div 1 \text{ См/м}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эдварс Д., Ферилей Р., Неттлтон М. Исследование детонации взвесей угольной пыли в смесях кислорода с азотом в ударной трубе // ФГВ.— 1987.— 23, № 2.— С. 129—136.
2. Zalesinski M., Wojcicki S. Generation of detonation by two-stage burning. Gasdynamics of detonations and explosions/Eds. J. R. Bowen et al. // Progr. Astron. and Aeron.— 1981.— 75.— P. 439—446.
3. Peraldi O., Veysiere B. Experimental study of detonations in starch particle suspensions with O_2/N_2 , H_2/O_2 , and $\text{C}_2\text{H}_4/\text{O}_2$ mixtures. Dynamics of explosions/Eds. J. B. Bowen et al. // Ibid.— 1986.— P. 490—504.
4. Dahab O. M., Kapuscinski M., Wolanski P. et al. Detonation phenomena in grain dust-oxygen mixtures // 4th (Int.) colloq. on dust explosions: Book of abstracts.— Warszawa, 1990.— P. 67.
5. Wolanski P., Sacha W., Zalesinski M. Effect of dust concentration on defonation parameters in grain dust — air mixtures // Ibid.
6. Strauss W. A. Investigation of the detonation of aluminium powder-oxygen mixtures // AIAA J.— 1968.— 6, № 9.— P. 1753—1756.
7. Tulis A. J., Selman J. R. Detonation tube studies of aluminium particles dispersed in air // 19th Symp. (Int.) on Comb.— Pittsburgh, 1982.— P. 655—668.
8. Tulis A. J., Fochtmann E. G., Heberlein D. C. Experimental methods for assessing detonation/deflagration in pyrotechnic dusts // 7th (Int.) pyrotechnics seminar, IIT Research Inst.— 1980.— 2.— P. 859—877.
9. Veysiere B. Structure of the detonations in gaseous mixtures containing aluminium particles in suspension. Dynamics of explosions/Eds. J. R. Bowen et al. // Progr. Astron. and Aeron.— 1986.— P. 490—504.
10. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Измерение ширины зоны проводимости за детонационным фронтом в тэне // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1971.— Вып. 8.— С. 177—182.
11. Ершов А. П. О методах измерения электропроводности за фронтом детонации в конденсированных ВВ // Там же.— Новосибирск, 1972.— Вып. 11.— С. 17—27.
12. Пинаев А. В., Сычев А. И. Измерение профилей электропроводности и процессы ионизации при детонации газов // ФГВ.— 1984.— 20, № 1.— С. 112—121.
13. Николаев Ю. А., Топчийн М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Там же.— 1977.— 13, № 3.— С. 393—404.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 8/1 1991

УДК 662.215 + 534.222

Е. Г. Баранов, И. И. Клочко, Э. А. Петелин

О РАЗЛЕТЕ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА В ГАЗОКУМУЛЯТИВНЫХ ЗАРЯДАХ

Явление кумуляции энергии взрывчатого превращения ВВ получило широкое применение в промышленности. В качестве примера можно привести кумулятивные заряды для геофизических работ [1], для дробления скальных массивов в условиях противодавления [2], заряды для дробления негабаритных кусков горных пород [3, 4], а также скважинные и накладные заряды с направленным истечением продуктов взрыва [5, 6], газокумулятивные заряды для ускорения твердых частиц [7] и сверхскоростной кумуляции [8].

В зависимости от конструкции заряда выделяют кумуляцию газовых и газометаллических потоков. Последняя обеспечивается зарядами с металлической облицовкой. Обусловленные практическим приложением научные исследования ориентированы на изучение кумуляции с металлической облицовкой, так как последняя позволяла наиболее просто уве-

личить скорость и плотность кумулятивной струи, повысив тем самым ее пробивную способность. По данным [1, 3, 4, 8, 9] наиболее распространенный диапазон скоростей газометаллических кумулятивных струй составляет 2500—10700 м/с.

В свою очередь кумуляция газовых потоков ввиду сложности физического явления изучена мало [7, 10], хотя, как отмечено в [7], возможно достижение скоростей газокумулятивного потока $U \approx 14000$ м/с. По данным [3, 6], $U = 4500 \div 12000$ м/с в зависимости от типа применяемого ВВ. Если вопрос влияния геометрии кумулятивного заряда с металлической облицовкой на параметры кумулятивного потока изучен достаточно хорошо [8], то данные по зарядам без облицовки практически отсутствуют.

Обобщая результаты [4—10], можно сделать вывод, что все исследователи так или иначе стремились увеличить скорость и продолжительность существования кумулятивной струи, что неизбежно приводило к росту ее пробивной способности. Как правило, эти задачи решались для зарядов с металлической облицовкой.

Авторы данной работы попытались решить аналогичную задачу для заряда без металлической облицовки кумулятивной выемки. Анализ основного соотношения теории кумуляции [8]

$$w_1 = \frac{w_0}{\operatorname{tg}(\alpha/2)}, \quad (1)$$

где w_1 — скорость кумулятивной струи; w_0 — скорость исходного потока и α — угол между фронтом потока и плоскостью, показывает, что скорость U возрастает с уменьшением угла и при соответствующих значениях последнего можно получить достаточно высокие скорости кумулятивных струй.

Теорией кумуляции установлено, что глубина проникновения струи в преграду определяется так называемой эффективной длиной кумулятивной струи $l_{\text{эфф}}$. Представляется, что использование этого термина несколько некорректно, и в данном случае уместно говорить об эффективном времени $t_{\text{эфф}}$ воздействия газового кумулятивного потока на преграду. Величина $t_{\text{эфф}}$ однозначно определяется продолжительностью существования высокоскоростного газового потока с параметрами, позволяющими характеризовать его как кумулятивный.

Очевидно, что время существования кумулятивного потока (здесь и далее имеется в виду газокумулятивный поток) определяется скоростью прохождения волн разрежения по потоку. Помимо бокового разлета продуктов взрыва, образующих кумулятивный поток, при взаимодействии исходных газовых струй под определенными углами образуются потоки противоположных направлений. Это явление четко просматривается на фоторегистраграммах, приведенных в [5, 6].

Поскольку описанные процессы приводят к сокращению $t_{\text{эфф}}$ и быстрому распаду кумулятивного потока, то очевидным шагом к увеличению значения $t_{\text{эфф}}$ и, следовательно, энергии кумулятивного потока, трансформируемой в среду, является торможение части вновь образованного потока, движущегося в направлении, противоположном движению струи.

Положив в основу соотношение (1), а также используя эффект торможения части вновь образованного потока, движущегося в противоположном направлении, поставим эксперимент по определению скорости кумулятивного потока в заряде специально разработанной конструкции. Он состоял из двух типов ВВ, соприкасающихся по кривой поверхности. Соотношение скоростей детонации ВВ в верхней и нижней частях заряда представлено схемой фоторазвертки на рис. 1. Варьируя геометрические параметры при неизменной массе заряда в пределах $1 \leq h \leq 1,55$ (заряд I), $1 \leq B \leq 1,6$ (заряд II), $1 \leq L \leq 2$, где h , B , L — соответственно высота, ширина и длина заряда, получили зависимости $U = f(x/r)$ (рис. 2), где x — расстояние, пройденное кумулятивным потоком от точки инициирования; r — ширина выемки. Характерные схемы фоторегистраграмм

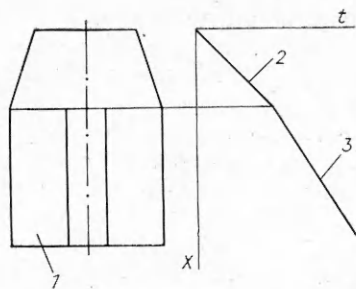


Рис. 1. Схема заряда и фоторазвертка процесса детонации.
1 — скорость детонации аммонита 6ЖВ; 2 — кумулятивный заряд; 3 — скорость детонации ТНТ.

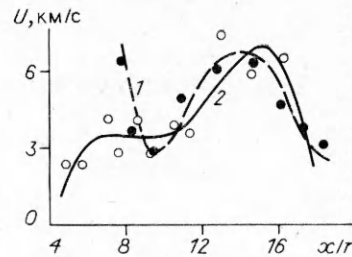


Рис. 2. Зависимость скорости кумулятивного потока U от безразмерного расстояния x/r .
1 — заряд I, 2 — заряд II.

разлета продуктов взрыва и формирования кумулятивной струи, полученные при фиксации процесса на сверхскоростной фоторегистрирующей установке СФР-2М, работающей в режиме лупы времени, представлены на рис. 3.

Анализ зависимостей $U = f(x/r)$ показал, что максимальное значение скорости кумулятивного потока $U_{\max} = 6,1$ км/с для зарядов с параметрами $h, B, 2L$ достигается при $14 \leq x/r \leq 15$, а для зарядов с $1,55h, 1,6B, L$ $U_{\max} = 7$ км/с соответствует $14,5 \leq x/r \leq 15,5$.

Помимо четко выраженного максимума U для заряда I значениям $9 \leq x/r \leq 10$ соответствует минимум скорости $U_{\min} = 3$ км/с, в то время как для заряда II в промежутке $6,5 \leq x/r \leq 9,5$ можно выделить участок кривой, которому соответствует некоторый установившийся режим течения кумулятивного потока, характеризующийся постоянным значением $U = 3,5$ км/с.

Экстремальные скорости кумулятивных потоков в зависимости от x по высоте зарядов распределяются следующим образом: для заряда I U_{\max} соответствует $x = (1,18 \div 1,26)h$, а U_{\min} — $x = (0,76 \div 0,84)h$, а для зарядов II U_{\max} находится при $x = (1,39 \div 1,49)h$, а U_{\min} — при $x = (0,63 \div 0,92)h$. Время существования кумулятивной струи от момента выхода ее за пределы заряда и до момента распада для зарядов I и II составило соответственно ≈ 28 и $23-28$ мкс.

При изучении фоторегистрограмм установлено отсутствие интенсивного свечения продуктов взрыва в верхней части зарядов. Это свиде-

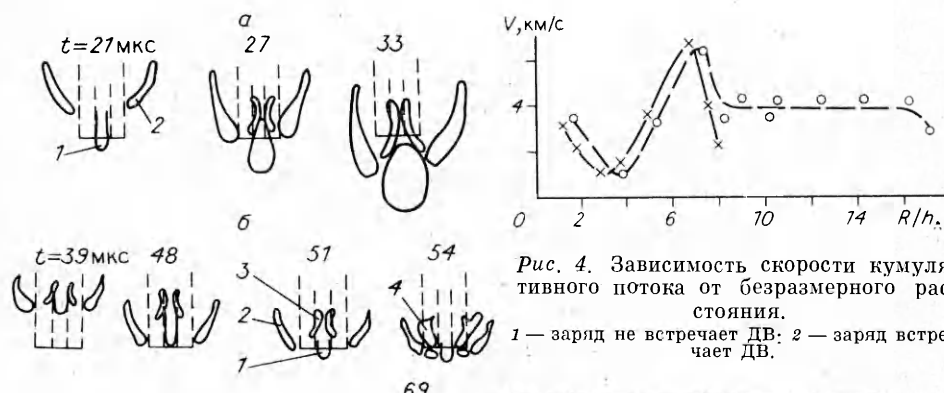


Рис. 3. Характерные схемы фоторегистрограмм разлета продуктов взрыва и формирования кумулятивного потока.
а — заряд I; б — заряд II; 1 — кумулятивный поток; 2 — боковая УВ; 3 — УВ внутри заряда; 4 — вторичная УВ; 5 — яркие образования; 6 — поток; 7 — контур заряда.

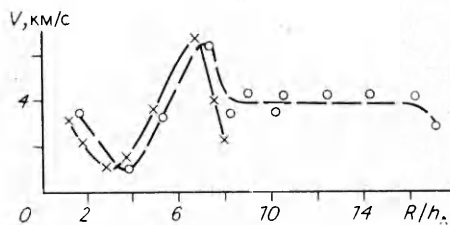


Рис. 4. Зависимость скорости кумулятивного потока от безразмерного расстояния.
1 — заряд не встречает ДВ; 2 — заряд встречает ДВ.

тельствует о незначительном количестве энергии продуктов взрыва, разлетающихся в направлении, противоположном движению кумулятивной струи, а также подтверждает тот факт, что торможение вновь образованного потока достигнуто.

Формирование и движение кумулятивных потоков в зарядах с различным соотношением размеров принципиальных отличий не имеет (см. рис. 3). Формирующемуся кумулятивному потоку I соответствует образование двух боковых воздушных ударных волн (УВ), а также двух ударных волн внутри заряда. В зарядах II процесс образования кумулятивного потока имеет некоторые особенности: форма потока изменяется больше, чем в зарядах I: боковые УВ сопровождаются отстающими от них вторичными УВ 4, которые формируются из УВ внутри заряда. Кроме того, внутри заряда наблюдаются два ярких образования, соединяющихся впоследствии в поток 6, движущийся за кумулятивной струей. Интенсивность свечения ударных волн 2, 3 и 4, а также образований 5 и потока 6 находится примерно на одном уровне. Кумулятивный поток (струя) I имеет интенсивное свечение, резко выделяющее его на фоне других элементов.

Необходимо отметить, что полученные зависимости $U = f(x/r)$ соответствуют данным удлиненных кумулятивных зарядов, для которых установлены зависимости $V = f(R/h_k)$, представленные на рис. 4, где R — расстояние от основания заряда до переднего фронта разлетающихся продуктов взрыва; h_k — высота кумулятивной выемки; V — скорость кумулятивного потока.

Общее для зависимостей $U = f(x/r)$ на рис. 2 и $V = f(R/h_k)$ на рис. 4 — наличие экстремальных точек — максимума скорости, соответствующего $U = 7$ км/с, и минимума. Наличие этих точек, т. е. качественной картины, указывает на единые закономерности формирования потока независимо от конструкции заряда.

Экспериментальный материал данной работы в принципе не противоречит результатам работы [7], которые свидетельствуют, что максимум скорости кумулятивного потока приходится на $x/d_1 = 15 \div 20$, где d_1 — внутренний диаметр заряда.

Таким образом, соответствие настоящих экспериментов данным [7], а также ранее полученным авторами, в частности наличие четко выраженных U_{\max} и U_{\min} , указывает на единые (до конца не изученные) закономерности формирования потока независимо от конструкций заряда.

Распределение максимума скорости кумулятивного потока по высоте заряда данной конструкции в пределах $x = (1,18 \div 1,49) h$ дает возможность регулировать фокусное расстояние, не изменяя угла раствора кумулятивной выемки. Вероятно, что увеличение значения $x = (1,39 \div 1,49) h$ для распределения максимума скорости кумулятивного потока по высоте для зарядов II связано с более эффективным торможением потока противоположного направления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян Н. Г., Пометун Д. Е., Горбенко Л. А. и др. Прострелочные и взрывные работы в скважинах. — М.: Недра, 1972. — 228 с.
2. А. С. 15888072 СССР. Заряд для дробления горных пород/№ 4632223; Заявл. 4.01.89.
3. Медведев И. Ф., Абрамов А. В., Нефедов А. П. Ликвидация завесаний и вторичное дробление руды. — М.: Недра, 1975. — 197 с.
4. Ханукаев А. Н., Сафонов А. В., Аржаева О. И. и др. Исследование действия кумулятивных зарядов при вторичном дроблении // Технология разработки рудных месторождений Заполярья. — М.: Недра, 1964.
5. Баранов Е. Г., Клочко И. И., Оберемок О. Н. О дроблении негабаритных блоков наружными зарядами // ФТПРПИ. — 1980. — № 1. — С. 28—33.
6. Баранов Е. Г., Клочко И. И., Оберемок О. А. Влияние способа инициирования скважинных зарядов на показатели отбойки // Огнеупоры. — 1984. — № 6. — С. 28—32.
7. Мерзиевский Л. А., Титов В. М., Фадеев Ю. И. и др. Высокоскоростное металение твердых тел // ФГВ. — 1987. — 23, № 5. — С. 77—89.

8. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.— 704 с.
 9. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах: Пер. с англ. под ред. Г. П. Демидюка, Н. С. Бахаревица.— М.: Недра, 1980.— 453 с.
 10. Шалль Р. // Физика быстропротекающих процессов.— М.: Мир, 1971.— Т. 2.

г. Днепропетровск

Поступила в редакцию 3/IV 1991

УДК 517.9 : 533.7

Б. П. Герасимов, В. А. Левин, Т. И. Рождественская, С. А. Семушин

ВЗРЫВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НАД ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В работе исследуется взрыв цилиндрического заряда, лежащего на твердой поверхности или расположенного на некоторой высоте над ней. Взрыв моделируется разрывом между фоном и соответствующей областью, занятой газом с высокими давлением, плотностью и температурой. В аналогичной постановке взрыв заряда, моделирующего взрывной распад Тунгусского метеорита, рассматривался в [1—4], где двумерные расчеты выполнены для сферической и цилиндрической взрывных волн с учетом противодействия и силы тяжести. Взрывы зарядов конечных размеров и нетрадиционной формы изучались в работах [5—8]. Отражение от твердой поверхности взрывной волны при точечном взрыве рассматривалось в [9—10]. Более полный обзор работ, в которых исследовались пространственные эффекты формирования и распространения взрывных волн, можно найти в [11].

Ниже подробно рассматриваются взрывы относительно тонкого цилиндрического заряда—«блина», лежащего на поверхности, а также удлиненного цилиндрического заряда с осью, перпендикулярной к поверхности, и расположенного над ней на некоторой высоте. Взрывная волна в обоих случаях формируется в результате разлета соответствующего объема горячего сжатого газа в окружающее пространство.

Расчеты проводились с помощью пакета прикладных программ ЭОЛ [12]. Следует отметить, что хотя он предназначен для численного моделирования многомерных нестационарных и стационарных течений невязкого сжимаемого газа в областях сложной и, возможно, изменяющейся формы, его эффективность не снижается и при расчетах в используемой здесь области прямоугольной формы.

Движение сжимаемого невязкого газа в переменных Эйлера описывается двумерной системой уравнений в цилиндрической системе координат

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w) &= 0, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \cdot w) + \operatorname{grad} p &= 0, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w e) + \operatorname{div}(p w) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность газа; p — давление; $w = \{w^m\}$ — вектор скорости; $m = \{1, 2\}$; e, e — удельные внутренняя и полная энергии. Газ считается идеальным: $p = (\gamma - 1)\rho e$ (γ — показатель адиабаты). При необходимости можно использовать и другое уравнение состояния.

Для численного решения системы (1) область интегрирования покрывается фиксированной в пространстве, в общем случае неравномерной прямоугольной сеткой. При этом образуются прямоугольные ячейки и частично — непрямоугольной формы. Последняя возможность относится к неиспользуемому здесь случаю произвольной формы. Значения целых индексов обозначают центр ячейки, а полуцелые — их границы. Векторная форма индексации $i = \{i^m\}$ обеспечивает краткость записи разностных выражений. Занятый газом объем V_i ячейки и площади