

Отметим, что в [7], где численно решена аналогичная плоская задача при малых  $\varepsilon$ ,  $\nu$ , показано, что параметры потока совершают затухающие колебания около решения, полученного в гомобарическом приближении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рэлея. Теория звука.— М.: ГТИ, 1955.— Т. 2.
2. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение.— М.: ГИФМЛ, 1961.
3. Генош Г. Распространение пламени в трубах и закрытых сосудах // Нестационарное распространение пламени.— М.: Мир, 1968.
4. Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н. и др. Высокоскоростные режимы волнового горения газозвесей в полужакрытых трубах // ФГВ.— 1986.— № 2.
5. Соловьев В. В. К вопросу вибрационного горения в высоконапряженных топочных камерах // ИФЖ.— 1959.— № 1.
6. Вайнштейн П. В., Моргунов Ю. А. Численное исследование горения газозвесей унитарного топлива в ограниченных объемах // Нестационарные течения многофазных систем с физико-химическими превращениями.— М.: Изд-во МГУ, 1983.
7. Вайнштейн П. Б., Моргунов Ю. А., Нигматулин Р. И. Плоская задача горения аэрозвесей унитарного топлива в замкнутой области // ПМТФ.— 1985.— № 5.
8. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике.— М.: Мир, 1972.
9. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. О гомобарических (с однородным давлением) течениях газозвесей при наличии гетерогенных физико-химических превращений // ДАН СССР.— 1979.— Т. 29, № 1.
10. Вайнштейн П. Б. Конвективное горение аэрозвесей унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 5.
11. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
12. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 2.
13. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.— Т. 1.
14. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике.— М.: ГИФМЛ, 1962.

Поступила 4/VI 1987 г.,  
в окончательном варианте — 10/XII 1987 г.

УДК 534.222.2

### О РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ НА КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЕ АЛЮМИНИЙ — МЕДЬ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ КОСОГО СОУДАРЕНИЯ

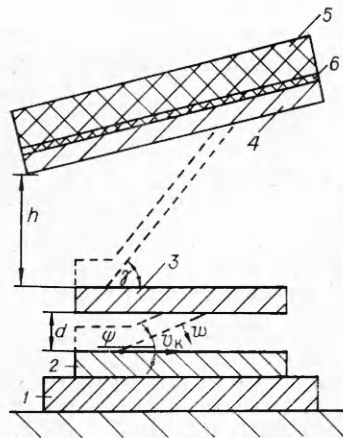
О. Б. Дреннов  
(Москва)

Описание физических процессов косоугольного соударения обычно проводится для стационарной фазы движения метаемой пластины. В этом случае скорость полета  $w$  зависит только от отношения массы ВВ к массе пластины ( $R = m_1/m_2$ ) и метательной способности ВВ, учитываемой в полуэмпирических формулах через скорость детонации.

Принято считать, что разворот метаемой пластины до постоянного значения угла  $\gamma$  осуществляется на базе полета  $d_*$ , определяемой толщинами слоя ВВ и метаемой пластины [1]. При  $d < d_*$  соударение пластин будет происходить под углом, отличным от расчетного [1, 2], что, в свою очередь, приводит к изменению режима нагружения и параметров волнообразных возмущений в зоне контакта. В [3] исследован геометрический вид контактной границы слоев металлов после высокоскоростного косоугольного соударения при последовательном уменьшении начальной базы между ними. Для пар медь — медь, сталь — медь, алюминий — медь зафиксировано значительное уменьшение (в 5—7 раз) параметров возмущений при изменении базы полета метаемой пластины от  $d = 15$  до  $d = 1$  мм.

В настоящей работе изучен характер развития возмущений на контактной границе алюминий—медь при косоугольном соударении на начальной стадии — в фазе разгона метаемой пластины ( $d < 1$  мм).

Схема постановки опытов представлена на рис. 1. На массивное стальное основание 1 устанавливается неподвижная пластина 2 из меди М1 размером  $100 \times 60 \times 5$  мм. Над медной пластиной через зазор  $d$  фиксируется метаемая пластина 3 из алюминиевого сплава АМГ размером  $100 \times 60 \times 5$  мм. Над пакетом пластин устанавливается ударник 4 из алюминиевого сплава АМГ размером  $150 \times 120 \times 4$  мм. Минимальное расстояние между ударником и метаемой пластиной  $h = 20$  мм, что обеспечивает стационарность параметров соударения [1]. На поверхности ударника размещается слой ВВ 5 из тротила, в котором возбуждается плоская сколь-



Р и с. 1

тия, получаем значение базы, на которой сохраняется постоянным начальный угол разворота:  $d' \approx w2\delta/c_{Al}$ . Для условий, реализованных в экспериментах,  $d' \approx 2$  мм. Из образцов, испытавших динамическое нагружение, изготавливались микрошлифы, по которым впоследствии проводился металлографический анализ состояния контактной границы алюминий — медь.

Основные результаты экспериментов представлены в таблице, где  $v_k$  — скорость точки контакта,  $d$  — база полета метаемой пластины,  $a$ ,  $\lambda$  — амплитуда и длина волны возмущений, реализующихся на контактной границе (средние значения после обчета 20 соседних возмущений). Фотографии микрошлифов контактных границ приведены на рис. 2—6.

Предварительно были выполнены две серии идентичных опытов, в которых поверхности контакта нагружаемых пластин обрабатывались по классу точности  $Rz\ 20$  (шероховатость поверхности не более 20 мкм), по классу точности  $Rz\ 0,05$  (поверхности полировались до зеркальности). Не зафиксировано различие в параметрах и геометрическом виде реализующихся возмущений.

Наибольший интерес вызывают опыты по косому соударению пластин при  $d = 0$  и 0,1 мм. Анализ экспериментальных данных показывает, что для плотной компоновки нагружаемых пластин амплитуда реализующихся возмущений примерно вдвое больше, чем для варианта с зазором  $d = 0,1$  мм, т. е. при  $d \rightarrow 0$  амплитуда возмущений не превращается в нуль, а уменьшается последовательно от  $a = 50\text{--}60$  мкм при  $d = 1$  мм до  $a = 15\text{--}20$  мкм при  $d = 0,1$  мм. Затем увеличивается до  $a = 40\text{--}45$  мкм при  $d = 0$ .

По схеме проведения опытов в режиме нагружения при  $d = 0$  (опыты 2, 4, 5) струеобразование невозможно. Отсутствуют первоначальные

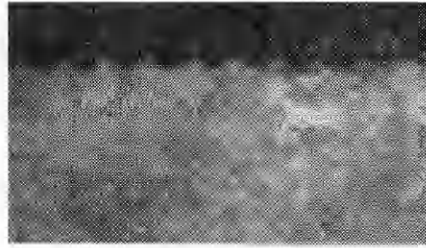
заящая детонационная волна. Для предотвращения откольных явлений в материале ударника между ним и слоем ВВ устанавливается тонкая прокладка  $b$  из материала с малым акустическим импедансом. Ее наличие не влияет на скорость и симметрию движения ударника [4]. От опыта к опыту менялось расстояние  $d$  между поверхностями неподвижной и метаемой пластин.

В реализованных условиях нагружения  $v_k > c_{Al} > c_{Cu}$  (скорость точки контакта больше скорости звука) начальный угол отгиба метаемой пластины  $\psi$  сохраняется равным углу ударно-волнового разворота в течение времени циркуляции волны по пластине, которое в первом приближении можно положить равным  $2\delta/c_{Al}$  ( $\delta$  — толщина метаемой пластины). Зная скорость полета пластины,

Номер опыта	$v_k$ , мм/мкс	$d$ , мм	$a$ , мкм	$\lambda$ , мкм	Номер рисунка (увеличение)
1	5,5	0,1	20±5	85±15	2 (×100)
2	5,5	0	45±5	90±15	3 (×100)
3	6	0,1	15±5	60±15	4 (×100)
4	6	0	40±5	70±15	5 (×100)
5	6,9	0	20±5	55±10	6 (×200)



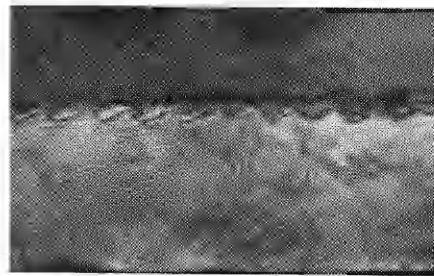
Р и с. 2



Р и с. 3



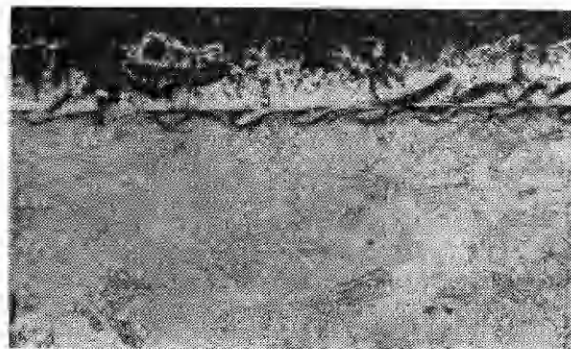
Р и с. 4



Р и с. 5

зазоры, замыкание которых сопровождается формированием кумулятивной струи. Возмущения на контактной границе являются следствием развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Под воздействием косої ударной волны за фронтом осуществляются разворот и относительное скольжение слоев металлов вдоль контактной границы. Узкие приграничные слои оплавляются, заметно теряют прочность и переходят в квазжидкое состояние. Относительное течение слоев сопровождается реализацией тангенциального разрыва скоростей  $\Delta u$  и развитием сдвиговой неустойчивости. Из законов сохранения на фронте косої ударной волны [5] применительно к условиям нагружения, реализованным в опытах 2, 4, 5, вытекает, что тангенциальный разрыв скоростей при относительном течении потоков алюминия и меди  $\Delta u \geq 1$  мм/мкс.

При  $d = 0,1$  мм (опыты 1, 3) в точке контакта материалы нагружаемых пластин подвергаются интенсивным пластическим сдвиговым деформациям, частично оплавляются и переходят в тонких приграничных слоях в жидкую фазу. Формируется микрокумулятивная струя, которая заполняет зазор шириной 0,1 мм. Осуществляется относительное течение трех потоков: от материала металлической пластины, кумулятивная струя, от материала неподвижной пластины. Иными словами, реализуются два параллельных тангенциальных разрыва. Однако они частично стабилизируют друг друга относительно возмущений с длинами волн, большими по сравнению с расстоянием между раз-



Р и с. 6

рывами [6]. Следовательно, амплитуда возмущений уменьшается.

Таким образом, микрокумулятивная струя в тонких зазорах выполняет обратную функцию: вместо генерации возмущений на контактной границе она их частично стабилизирует.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Крупин А. В., Соловьев В. Я., Шефтель Н. И. и др. Деформация металлов взрывом. — М.: Металлургия, 1975.
3. Кузьмин Г. Е., Симонов В. А., Яковлев И. В. Зависимость параметров волн при сварке взрывом от фазы разгона метаемой пластины // ФГВ. — 1976. — № 3.
4. Глушак Б. Л., Новиков С. А. и др. Исследование инициирования ТНТ и ТГ50/50 ударными волнами малой длительности // ФГВ. — 1981. — № 6.
5. Курант Р., Фридрихе К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. — М.: ИЛ, 1950.
6. Кикина Н. Г. О влиянии вязкости на неустойчивость тангенциальных разрывов в несжимаемой среде // Акуст. журн. — 1967. — Т. 13, вып. 2.

Поступила 25/1 1988 г.

УДК 534.222

### ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПРОВЕДЕНИЯ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

А. А. Зверев, О. В. Нагорнов, В. С. Фетисов

(Москва)

Управлять механическими характеристиками камуфлетного взрыва можно при помощи изменения условий его проведения. Существуют различные способы влияния на характеристики взрывного процесса. В [1, 2] обсуждались постановки и решение соответствующих задач для случая, когда камуфлетный взрыв проводится в радиально-неоднородной среде, отмечалось, что радиальную неоднородность среды вокруг заряда можно создать путем обводнения пористой среды вблизи места заложения заряда. Если обводняемую среду предварительно разрушить вспомогательным взрывом, то, после того как все пустоты в разрушенной вспомогательным взрывом среде заполнить жидкостью (например, водой), можно считать, что таким образом подготовленная среда не выдерживает касательных напряжений и ее напряженное состояние полностью характеризуется заданием давления. В [1, 2] исследовалось расширение взрывной полости в радиально-неоднородной среде, однако не вычислялись характеристики упругой волны. Другой способ управления механическими характеристиками взрыва состоит в окружении заряда ВВ сферической прослойкой из пористого материала. В [3] проводилось экспериментальное и теоретическое изучение взрыва заряда ВВ, окруженного сферически-симметричной пенопластовой прокладкой; в качестве среды применялась вода. Наконец, еще один способ управления действием взрыва заключается в изменении плотности заряжения ВВ, что легко осуществить практически.

В настоящей работе основное внимание уделяется влиянию условий проведения камуфлетного взрыва на его упругие характеристики. Проводится расчет параметров упругой волны при взрыве в радиально-неоднородной упругоэластической среде для случаев, когда заряд окружен обводненной средой или высокопористой оболочкой. Приводятся результаты вычисления сейсмической эффективности камуфлетного взрыва для различных плотностей заряжения ВВ.

**Взрыв в обводненной среде.** Рассмотрим сферически-симметричную постановку задачи. Пусть в начальный момент времени имеется полость радиусом  $a_0$  с давлением газа в ней  $p_0$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты газа в полости. При  $t > 0$  от стенки полости в окружающую среду начинает распространяться ударная волна (УВ). Среда, в которой производится взрыв, является радиально-неоднородной. В области  $r < b_0$  ( $b_0$  — радиус предварительно разрушенной и обводненной среды) касательные напряжения равны нулю. При  $r < b_0$  на фронте УВ происходит необратимое сжатие вещества от плотности  $\rho_0$  до плотности  $\rho_1$ . Это уплотнение, характеризуемое параметром  $\varepsilon_1 = 1 - \rho_0/\rho_1$ , может быть связано с закрытием пустот, оставшихся после обводнения разрушенной зоны. В области  $r < b_0$  на фронте УВ выполняются условия сохранения массы и импульса

$$(1) \quad u(R) = \varepsilon_1 \dot{R}(t), \quad p(R) = \varepsilon_1 \rho_0 \dot{R}^2(t) + p_h.$$