



Рис. 3. Распределение частиц серебра по размерам.  
1 — радиационное разложение в глицерине; 2 — взрывное разложение в глицерине; 3 — то же, после добавления этилового спирта.

таких частиц подтверждается дифракционными картинками медленных электронов (рис. 2), снятыми с одних и тех же препаратов по мере их старения. На рис. 3 представлены кривые дисперсного распределения частиц серебра после взрывного разложения азид серебра в глицерине, полученные с помощью малоуглового рентгеновского рассеяния. Характерная черта частиц серебра, полученных разложением  $\text{AgN}_3$  в органических средах, состоит в протекании коалесценции частиц металла при добавлении в смесь полярных растворителей. Например, при добавлении в смесь глицерина с дисперсным серебром этилового спирта происходит трансформация кривой дисперсного распределения частиц в сторону больших размеров.

Таким образом, на основании проведенных исследований по взрывному разложению азид серебра установлено, что твердофазная реакция такого типа может служить средством для получения ультрадисперсного металла, причем в зависимости от интенсивности и вида подводимой энергии для инициирования разложения формирование частиц можно регулировать в интервале времен  $10^{-6}$ — $10^7$  с. Исследование полученных частиц серебра позволило определить их структуру и некоторые физико-химические свойства.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боуден Ф., Иоффе А. Быстрые реакции в твердых веществах.— М.: ИЛ, 1962.
2. Багал Л. И. Химия и технология инициирующих взрывчатых веществ.— М.: Машиностроение, 1975.

Поступила в редакцию 20/VI 1986,  
после доработки — 25/XII 1986

### О ВОЗМОЖНОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Ю. Н. Кузнецов  
(Новосибирск)

Явления, сопровождающие взаимодействие ударных волн (УВ) с клиновидными полостями в металлах, обсуждаются в работах [1—4]. Теоретическое и экспериментальное исследования течения металла при падении УВ на клиновидную полость проведены в [1]. Полученное для звукового приближения решение позволяет построить профиль свободной границы полого клина в процессе схлопывания. Расчетная форма свободной границы схлопывающего клипа вычислена для стационарной УВ в акустическом приближении. Приведенные экспериментальные результаты, полученные при нагружении образцов генератором плоской УВ, показали, что изменение длины волн  $\lambda$  находится в соответствии с автомодельностью задачи [3, 4]. Экспериментально определенная зависимость длины волн, образовавшихся на контактных поверхностях, от расстояния до вершины клина  $x$  имеет вид

$$\lambda/x = (A + B\gamma)\gamma, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — угол скоса нагружаемых элементов.

Привлечение эффекта волнообразования при высокоскоростном косом соударении для изучения параметров соударения на участке разгона пластины при сварке взрывом описано в [5].

В предлагаемой работе исследуются течения, возникающие в металлах при взаимодействии УВ с полостями, образованными параллельно расположенными плоскостями, обсуждается возможность использования характеристик на контактных поверхностях волн для оценки параметров ударно-волновых процессов в материалах.

Образцы из Ст.45 размерами  $60 \times 50 \times 50$  и  $60 \times 80 \times 50$  мм со шлифованными гранями устанавливали на основание из листовой стали (рис. 1) толщиной 3,5 мм. В первом опыте исследовали три, а во втором — четыре образца одновременно. Зазор между гранями параллелепипеда  $2z$  составлял 0,2; 0,6; 0,4 мм в первом и 0,5; 0,6; 0,8; 1,0 мм во втором опыте соответственно. Нагружение проводили метанием плоской медной пластины толщиной 3 мм. В качестве ВВ использовали насыпной гексоген. Начальный угол наклона метаемой пластины для получения плоского соударения выбирали по методике [6]. Расчетная интенсивность вводимой УВ составляла  $10 \pm 1$  и  $15 \pm 1$  ГПа.

Для оценки возможности фиксирования волны разгрузки, возникающей при обтекании УВ внутреннего угла, в соседних парах образцов делали пазы параллельно поверхности нагружения. Размеры зоны пластического течения вблизи схлопывающихся поверхностей определяли по запрессованным медным проволочкам по методике [7]. После нагружения проводили микроструктурный анализ, определяли характеристики волн, образовавшихся в результате схлопывания на контактных поверхностях. Измерения проводили на микроскопе БМИ-1Ц.

Микроструктурные исследования шлифов выявили картину, аналогичную наблюдаемой при волнообразовании при косых соударениях [6]. Зона волнообразования характеризуется высокой степенью деформации зерен. Фотография одной из контактных поверхностей и волн на ней, образовавшихся при нагружении УВ в 15 ГПа ( $2z = 0,8$  мм), представлена на рис. 2. Здесь можно выделить несколько характерных зон. Пер-

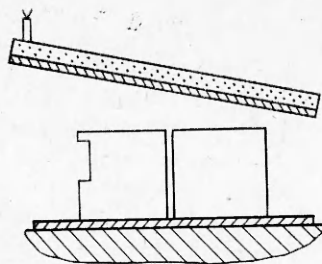


Рис. 1.

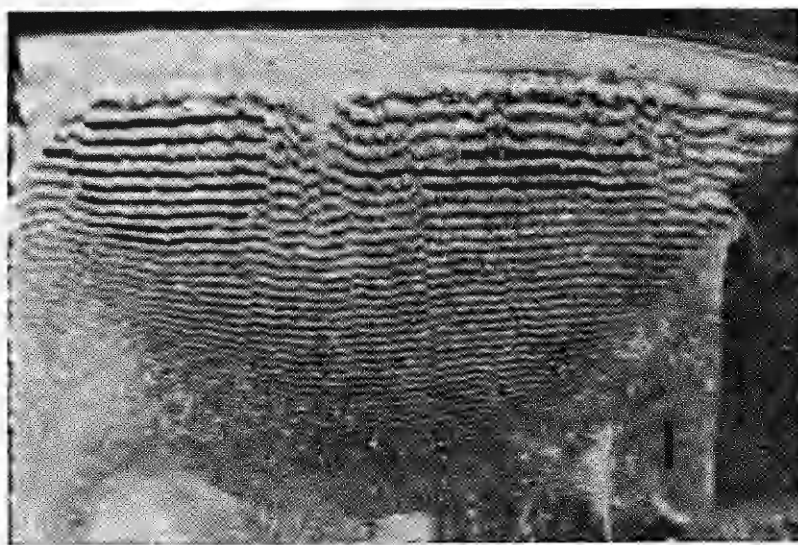


Рис. 2.

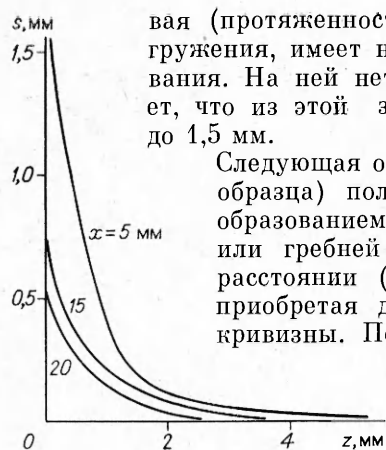


Рис. 3.

вая (протяженность  $\sim 4$  мм), ближайшая к поверхности нагружения, имеет наибольшие следы пластического деформирования. На ней нет волн, однако изучение шлифов показывает, что из этой зоны вынесен слой материала глубиной до 1,5 мм.

Следующая область протяженностью  $\sim 23$  мм (посередине образца) получается в режиме схлопывания с волнообразованием. Траектория волн одинаковой фазы, впадин или гребней параллельна поверхности нагружения на расстоянии  $(6-7)\delta_{пл}$ . В дальнейшем она скругляется, приобретая дугообразную форму с большим радиусом кривизны. Поверхность за зоной волнообразования не

имеет следов соударения, однако наблюдается смещение ее в направлении схлопывания. Угол, образовавшийся в результате деформации, измеренный посередине образца, составляет  $\sim 2,5^\circ$  с недеформированной поверхностью.

Измерения реперных линий показали, что пластическое течение материала вблизи схлопывающихся поверхностей происходит в областях глубиной 6,0, 3,7 и 3,0 мм от боковой грани, расположенных от поверхности нагружения на расстоянии 5, 15 и 20 мм соответственно ( $2z = 1$  мм).

На рис. 3 приведены экспериментальные кривые, полученные в результате измерения смещения  $s$  реперных линий, расположенных на различном удалении  $x$  от поверхности нагружения ( $p = 15$  ГПа,  $2z = 1$  мм).

Исследованию течений, возникающих при высокоскоростных соударениях твердых тел, посвящено большое количество работ [5—15 и др.]. В зависимости от параметров соударения, реологических и теплофизических свойств материала, температуры в окрестности зоны контакта могут наблюдаться различные режимы течения на контактных поверхностях, среди которых обычно различают струйные, волновые и безволновые. Несмотря на многообразие механизмов волнообразования, обсуждаемых в литературе, удовлетворительного объяснения наблюдаемым явлениям до настоящего времени нет. Не выявлены критерии, определяющие переход от одного режима к другому. Однако процесс превращения кинетической энергии тел в работу пластической деформации в результате волнообразования характеризуется строгой периодичностью и регулярностью остаточных деформаций [5].

Установлено [16—18], что для возникновения струйных течений необходимо наличие перед точкой контакта отошедшего скачка уплотнения. При этом, если скорость набегающего потока в лабораторной системе координат сверхзвуковая, то существует максимальный угол  $\beta_{max}$ , при превышении которого всегда образуется струя, как правило, диспергированная, при  $\beta < \beta_{max}$  струя отсутствует.

В работах [19, 20] проведено тщательное изучение характера деформации материала в зоне соединения при сварке взрывом. Оценены порядок скорости деформации поверхностных слоев и величина остаточной деформации пришовной зоны, определена структура зоны соединения. Экспериментальными исследованиями [21] установлено, что воздух в зазоре между пластинами может существенно повлиять на температурный режим в окрестности точки контакта. Тепловые потоки из ударно-сжатого газа в металл, по оценке [21],  $q \approx 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>.

В описываемых экспериментах УВ, распространяясь в глубь образца, взаимодействует с боковой свободной поверхностью. При этом сразу же за фронтом УВ возникает боковая волна разгрузки (БВР) и начинается течение материала. Возникающее движение в зазоре между параллелепипедами определяет структуру поля напряжений, температур и скоростей деформаций при соударении. Это движение фиксируется в виде течений, образующихся на контактных поверхностях. Полученная

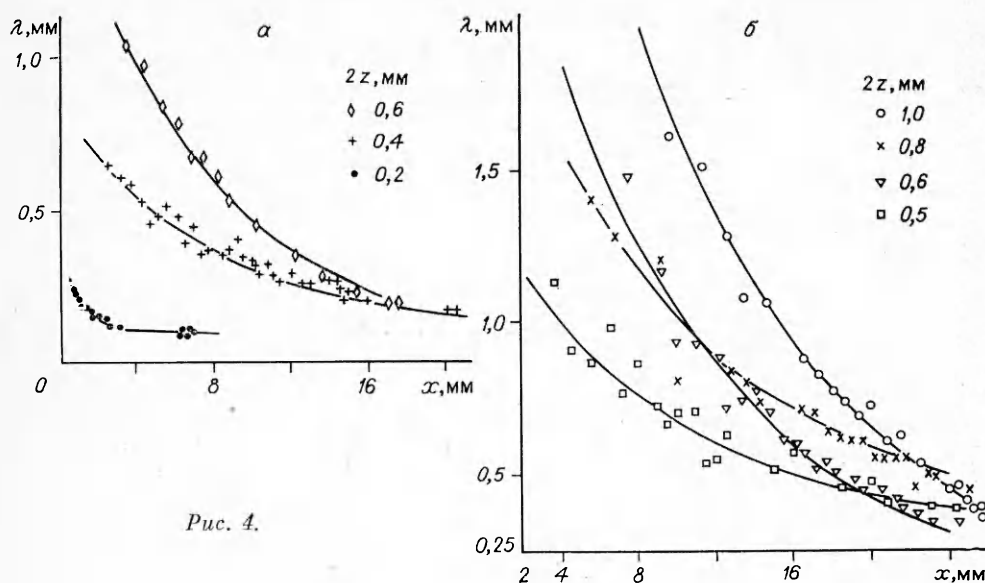


Рис. 4.

картина волн содержит информацию об ударно-волновых процессах, происходящих в материалах испытуемых образцов, и в частности об интерференции УВ с догоняющей волной разгрузки (ДВР), БВР и релаксационных процессах.

Известно, что на начальном участке движения параметры УВ отличаются существенной нестационарностью [22—25 и др.]. Эволюция фронта УВ приводит к существенному изменению волнового профиля [26—28 и др.], снижению уровня сдвиговых напряжений. Этот фактор, очевидно, основной на начальном участке движения УВ.

После выхода УВ на стационарный режим происходит взаимодействие разрыва с ДВР, приводящее к уменьшению длительности действия пикового давления. Существенный вклад вносит ослабление УВ и, соответственно, искривление ее фронта вблизи боковых свободных поверхностей вследствие влияния БВР [29, 30].

После того как ДВР с тыльной поверхности догонит УВ, она затухает. На контактных поверхностях длина волны  $\lambda$  будет стремиться к некоторому минимальному значению, а в случае сильного ослабления разрыва скорость движения боковой свободной поверхности падает и волны при схлопывании не возникают.

Информативные характеристики, полученные в результате экспериментов: амплитуда  $a$  и длина  $\lambda$  волн, траектория волн одинаковой фазы, траектория границы волн, отходящая от внутреннего угла, смещение реперных линий. Эти характеристики могут быть привлечены для идентификации некоторых параметров ударно-волновых процессов.

Измерение параметров, образовавшихся на контактных поверхностях волн, показало, что они подчиняются экспоненциальному закону:

$$\lambda = ae^{-bx} + c, \quad (2)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — некоторые постоянные величины для данного зазора между гранями, интенсивности и длительности нагружения.

На рис. 4,  $a$ ,  $b$  ( $p = 10$  ( $a$ ) и  $15$  ГПа ( $b$ )) представлены зависимости  $\lambda(x)$ . Величины коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$  приведены в таблице. Отметим, что в случаях  $2z = 0,5$ ,  $0,8$  и  $0,6$ ,  $1,0$  мм коэффициенты определены для волн на контактных поверхностях, расположенных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Немонотонный характер изменения  $a$  и  $c$  вызван погрешностью введения плоской УВ, неизбежной для выбранной схемы нагружения. Отличие экспериментально полученной зависимости (2) от (1) связано с методикой проведения эксперимента. Профиль вводимой

Материал	$\rho$ , ГПа	$2z$ , мм	$a$	$b$	$c$
Ст. 45	15+1	0,5	1,1	0,1060	0,30
	15+1	0,6	2,7	0,1053	0,10
	15±1	0,8	1,9	0,1067	0,37
	15+1	1,0	4,4	0,1032	0,10
	10+1	0,2	0,3	0,0900	0,10
	10+1	0,4	0,7	0,1260	0,10
	10+1	0,6	1,6	0,1300	0,03
Д16Т	11,2±1	0,4	3	0,430	0,50
	11,2+1	0,8	3,5	0,190	0,60

УВ и геометрические размеры образцов различны, что затрудняет сравнение результатов.

Траектория границы волн, отходящая от вершины внутреннего угла, созданного пазом, образует некоторый угол  $\alpha$  с направлением распространения УВ (см. рис. 1). Схематично расположение фронта разрыва в моменты времени  $t$  и  $t + \Delta t$  показано на рис. 5 из [29]. Индекс  $e$  соответствует упругому возмущению, возникающему после прохождения фронтом разрыва вершины внутреннего угла. Предположив, что авто-модельное движение волны разгрузки, происходящее при обтекании УВ внутреннего угла, соответствует траектории границы волн, образовавшихся на контактных поверхностях, определим скорость распространения волны разгрузки по выражению, предложенному в [29]:

$$c = D \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha + \left[ \frac{D-u}{D} \right]^2}. \quad (3)$$

Для ударной адиабаты железа, представленной в виде трехзвенной ломаной линии [31] ( $D = 5,060$  км/с при  $u > 0,322$  км/с), и угла  $\alpha = 39^\circ$ , измеренного вблизи внутреннего угла, получим  $c = 6240 \pm 250$  м/с, что согласуется с результатами [32], где лагранжева скорость волны разрежения в стали 6,5 км/с.

На рис. 6 показан характер изменения профиля волн одинаковой фазы в окрестности внутреннего угла. Направление оси  $y$  параллельно поверхности нагружения, начало координат находится на границе волн. Амплитуда волн  $a$  возрастает по мере увеличения  $y$  до некоторого значения  $a_i$ , которое в дальнейшем (для  $y > y_i$ ) остается постоянным. Характер расположения точек  $a_i$  на траектории волн одинаковой фазы вблизи внутреннего угла показывает, что они находятся на одной прямой, проходящей через его вершину. Эта прямая образует угол  $\alpha_e = 47 \pm 1^\circ$  с направлением распространения фронта УВ. Считая, что та-

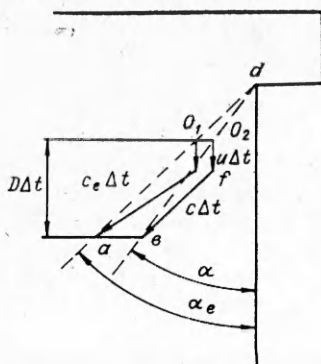


Рис. 5.

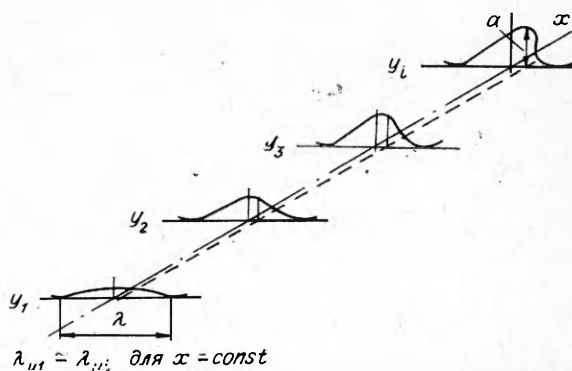


Рис. 6.

кое изменение амплитуды волн связано с упругой волной разгрузки, распространяющейся с большей скоростью, и используя (3), получим  $c_e = 7285 \pm 250$  м/с. Величина  $c_e$  удовлетворительно согласуется с результатами работы [33], где экспериментально определенная скорость головной части упругой волны разгрузки в лагранжевых координатах для стали равна  $8220 \pm 250$  м/с. Отметим, что результат авторов [33] получен для более высокого уровня давления ударного сжатия.

Аналогичные исследования проведены на образцах из сплава Д16Т, которые нагружались алюминиевым ударником толщиной 3 мм. Результаты измерений параметров волн приведены в таблице. Установлено, что зависимость  $\lambda(x)$  имеет тот же вид, совпадает форма волн, которые имеют аналогичный профиль в поперечном сечении, наблюдаются идентичные зоны, соответствующие различным режимам схлопывания. Для Д16Т отмечены более развитые, чем для стали, зоны оплавления, менее четко выражена граница волн в районе внутреннего угла. Величина угла, образованного между поверхностью нагружения и траекторией границы волн,  $\alpha = 35 \pm 1^\circ$ . Для  $u = 600$  м/с по формуле (3) получим  $c = 7126 \pm 250$  м/с, что согласуется с результатами [34].

Исследованы особенности взаимодействия косых ударных волн с полостями. Эксперименты ставили на образцах из сплава Д16Т в форме прямоугольных параллелепипедов при  $2z = 0,6$  мм, расположение зазоров совпадало с направлением движения детонационного фронта. Дюралевую пластину метали продуктами скользящей ДВ. Угол соударения, рассчитанный по методике [5], составил  $4,5^\circ$ .

Известно, что при косом соударении в случае сверхзвуковой скорости движения точки контакта  $v_k$  в соударяющихся телах возникают ударные волны [16]. Расчетная скорость движения метаемой пластины  $v_0 = 1320$  м/с,  $\gamma = 4,5^\circ$ ,  $v_k = 16824$  м/с, что значительно превышает скорость звука для алюминия ( $c_0 = 5380$  м/с [35]).

Удар пластины, движущейся со скоростью  $v_0$ , возбуждает в материале образца УВ, которая отходит под определенным углом  $\Theta_0$ . Считая стационарными  $v_0$  и  $\gamma$ , получим выражение, описывающее связь кинематических параметров соударения и нормальной составляющей скорости разрыва  $D_n$ :

$$\frac{v_0}{v_k} = \sin \gamma, \quad \frac{D_n}{v_k} = \sin \Theta_0, \quad (4)$$

где  $\Theta_0$  — угол, образованный между поверхностью нагружения и фронтом косой УВ. Взаимодействуя с полостями, расположенными перпендикулярно линии контакта, движущейся со скоростью  $v_k$ , ударная волна вызывает их схлопывание.

Сразу же за фронтом УВ начинается течение материала, свободная граница которого приобретает определенный профиль [1—4]. Пересечение профилей свободных границ образует линию схлопывания. Считая, что траектория волн одинаковой фазы, гребней или впадин соответствует положению линии схлопывания, определим связь между картиной волн, возникающих при схлопывании полостей, и схемой нагружения.

Приняв, что на незначительном удалении от поверхности нагружения процесс соударения (и соответственно схлопывания) стационарный, запишем

$$\omega/v_k = \sin \Theta. \quad (5)$$

Здесь  $\omega$  — нормальная составляющая скорости движения линии схлопывания;  $\Theta$  — угол между поверхностью нагружения и линией схлопывания  $df$ , соответствующий траектории волн одинаковой фазы, которая на расстоянии  $(4-6)\delta_{пл}$  имеет вид прямой линии, исключая края образца (рис. 7). Вблизи поверхности нагружения  $\Theta = 19 \pm 1^\circ$ .

Используя (4), (5), получим  $\omega = 5476 \pm 300$  м/с. В работе [4] экспериментально установлено, что при параллельном расположении свободных поверхностей  $\omega \simeq c_0$ . Сравнение вычисленного значения  $\omega$  с вели-



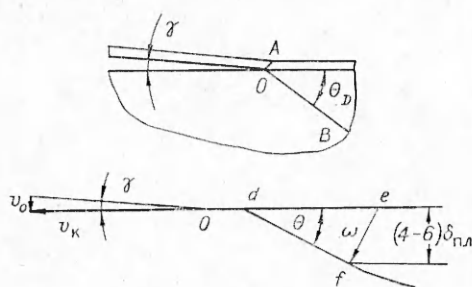


Рис. 7.

Таким образом, на основании экспериментальных результатов показана возможность идентификации ударно-волновых процессов в материале по выявленным информативным характеристикам.

чиной  $c_0$  показывает, что нормальная составляющая скорости движения линии схлопывания совпадает с объемной скоростью звука в пределах погрешности эксперимента. Это может служить подтверждением справедливости зависимостей (4), (5) и использования последних для установления связи между кинематическими параметрами схемы нагружения и картиной волн.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К., Каждан Я. М., Симонов В. А. ПМТФ, 1969, 6.
2. Симонов В. А. ФГВ, 1971, 7, 2.
3. Каждан Я. М. ПМТФ, 1972, 3.
4. Козин П. С., Симонов В. А. ФГВ, 1973, 9, 4.
5. Кудинов В. М., Коротесв А. Я. Сварка взрывом в металлургии.— М.: Металлургия, 1978.
6. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
7. Годунов С. К., Дерibas А. А., Захаренко П. Д. и др. ФГВ, 1971, 7, 7.
8. Уткин А. В., Дремин А. П., Михайлов А. П. и др. ФГВ, 1982, 18, 2.
9. Hampel H., Richter U. Тр. II совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1982.
10. Корнев В. М., Яковлев П. В. ФГВ, 1984, 20, 2.
11. Сергеев-Альбов П. П. ПМТФ, 1983, 2.
12. Баденков С. В., Демичев В. Ф., Морозов Д. Х. и др. ФГВ, 1985, 21, 1.
13. Кулешов В. А. Автоматическая сварка, 1985, 3.
14. Бондарь М. П., Оголихин В. М. ФГВ, 1985, 21, 2.
15. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации материалов.— М.: Металлургия, 1984.
16. Уолл Дж., Шрефлер Р., Уиллинг Ф. Механика, 1954, 2.
17. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. ФГВ, 1980, 16, 5.
18. Матюшкин П. И., Тришин Ю. А. ПМТФ, 1978, 3.
19. Бондарь М. П., Симонов В. А. ФГВ, 1978, 14, 3.
20. Hammersmidt M., Kreuze H. Тр. II совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1982.
21. Ишуткин С. П., Кирко В. П., Симонов В. А. ФГВ, 1980, 16, 6.
22. Gilman J. J. Appl. Mech. Reviews, 1968, 21, 8.
23. Vortman J. E., Duvall G. E. J. Appl. Phys., 1982, 53, 5.
24. Gupta Y. M. J. Appl. Phys., 1975, 46, 8.
25. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
26. Канель Г. П., Щербань В. В. ФГВ, 1980, 16, 4.
27. Макаров П. В., Платова Т. М., Скрипняк В. А. ФГВ, 1983, 19, 5.
28. Lipkin J., Asay J. R. J. Appl. Phys., 1977, 48.
29. Альтшулер Л. В. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 4.
30. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1965.
31. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов П. П. и др. ПМТФ, 1981, 2.
32. Канель Г. П.— В кн.: Детонация.— Черноголовка, 1978.
33. Ананьин А. В., Дремин А. П., Канель Г. П. ФГВ, 1973, 9, 3.
34. McQueen R. G., Fritz J. N., Morris C. E.— In: Shock — Waves in condensed Matter — 1983. Santa Fe, New Mexico, July 18—21, 1983.
35. Swegle J. W., Grady D. E. J. Appl. Phys., 1985, 58, 2, 692.

Поступила в редакцию 13/XI 1986