

19. Золотарев С. Н., Новиков С. Н. Тез. Всесоюз. научной конф. «Проблемы исследования структуры аморфных металлических сплавов». — М., 1984.
20. Глезер А. М., Молотиллов Б. В., Утевская О. Л. — В кн.: Аморфные металлические сплавы/Под ред. Ю. А. Скакова. — М.: Металлургия, 1983.
21. Сандитов Д. С., Баргенов Г. М. Физические свойства неупорядоченных структур. — Новосибирск: Наука, 1982.
22. Кузовников А. А., Никифоров Н. В. Тез. I Научно-практической конференции, посвященной памяти Л. В. Киренского. — Красноярск, 1985.
23. Романова В. С., Полькин И. С. и др. Тез. Всесоюз. научной конф. «Проблемы исследования структуры аморфных металлических сплавов». — М., 1984.
24. Ogawa Y., Endo S., Kiritani M. Jap. J. Appl. Phys., 1984, 23, 2, 142.

Поступила в редакцию 10/III 1987

## КОСое СОУДАРЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

В. С. Суров

(Челябинск)

Известно, что при высокоскоростном соударении металлических пластин существуют различные режимы взаимодействия — с волнообразованием на границе соединения пластин, со струеобразованием и др. [1]. Однако до сих пор отсутствует единая точка зрения на происходящие при этом процессы. В настоящей работе предпринята попытка описания в рамках модели идеальной сжимаемой среды некоторых явлений, сопутствующих высокоскоростному соударению металлических пластин.

**Постановка задачи, математическая модель.** В момент времени  $t = 0$  пластины соприкасаются в точке  $O$  друг с другом (рис. 1). Систему координат свяжем с точкой  $O$ , ось координат  $Ox$  расположим вдоль поверхности нижней пластины. В этой системе координат  $xOy$  скорость верхней пластины  $\vec{v}_0$  направлена под углом  $\psi$  к оси  $Oy$ . Угол между пластинами равен  $\varphi$ . При высокоскоростном ударе металлических пластин, например при сварке взрывом, в окрестности линии контакта развиваются столь высокие давления, что вполне допустимо пренебречь прочностными свойствами металлов, влиянием массовых и вязких сил. Уравнения, соответствующие принятой модели, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial (p_i + \rho_i u_i^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial x} + \frac{\partial (p_i + \rho_i v_i^2)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\partial (e_i + p_i) u_i}{\partial x} + \frac{\partial (e_i + p_i) v_i}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u$  и  $v$  — компоненты вектора скорости;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $e$  — полная энергия единицы массы металла;  $t$  — время; индексы  $i = 1, 2$  относятся соответственно к верхней и нижней пластинам. Уравнения (1) записаны в безразмерном виде: координаты отнесены к толщине верхней пластины  $\delta$ , скорость — к модулю вектора скорости удара  $|\vec{v}_0|$ , плотность — к начальной плотности верхней пластины  $\rho_{01}$ , давление — к  $\rho_{01} |\vec{v}_0|^2$ , время — к  $\delta / |\vec{v}_0|$ .

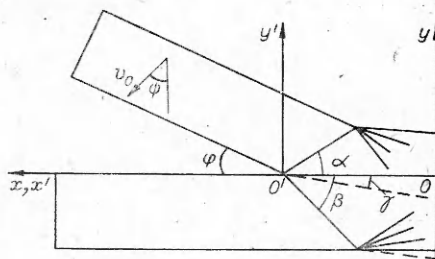


Рис. 1. Схема соударения пластин.

Металл	$\kappa$	$c_0$ , м/с	$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>
Алюминий	3,099	5500	2 710
Железо	3,000	4500	7 780
Медь	3,183	4200	8 930
Свинец	2,567	2010	11 340

Система (1) рассматривается совместно с уравнениями состояния материалов пластин, которые возьмем в виде двучленных соотношений

$$p_i = (\kappa_i - 1) \rho_i \varepsilon_i + c_{0i}^2 (\rho_i - \rho_{0i}) \quad (2)$$

( $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы металла). Коэффициенты  $\kappa_i$ ,  $c_{0i}$  и  $\rho_{0i}$  для некоторых метал-

лов приведены в таблице. Граничные условия для системы (1), (2) ставятся обычным образом.

**Автомодельное решение.** Для режима взаимодействия с присоединенными к линии контакта ударными волнами удается найти точное решение. Задача, рассмотренная здесь, отличается от приведенной в [2, 3] более общей постановкой, а также методом решения. Случай очень малых углов наклона пластин рассмотрен в [4].

Поместим систему координат на линию контакта пластин, отмеченную на рис. 1 точкой  $O'$ . В этой подвижной системе координат  $x'O'y'$  в окрестности точки контакта течение металлов стационарно, а скорости пластин равны  $\bar{v}_0 + \bar{v}_k$  и  $\bar{v}_k$  соответственно ( $\bar{v}_k$  — скорость точки контакта в системе координат  $xOy$ ;  $|\bar{v}_k| = |\bar{v}_0| (\sin \psi + \cos \psi / \operatorname{tg} \varphi)$ ). Раскладывая эти вектора на нормальные и касательные компоненты к присоединенным ударным волнам, получим

$$\begin{aligned} v_{N1} &= |\bar{v}_0| [\cos \psi \cos \alpha + (\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) \sin \alpha], \\ v_{T1} &= |\bar{v}_0| [(\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) \cos \alpha - \cos \psi \sin \alpha], \\ v_{N2} &= |\bar{v}_0| (\sin \psi + \cos \psi / \operatorname{tg} \varphi) \sin \beta, \\ v_{T2} &= |\bar{v}_0| (\sin \psi + \cos \psi / \operatorname{tg} \varphi) \cos \beta. \end{aligned} \quad (3)$$

Индексами  $N$  и  $T$  отмечены нормальные и касательные составляющие векторов скоростей.

Для стационарных ударных волн соотношения Ренкина — Гюгоньо имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_i v'_{Ni} - \rho_{0i} v_{Ni} &= 0, \\ p + \rho_i (v'_{Ni})^2 - \rho_{0i} v_{Ni}^2 &= 0, \\ \frac{v_{Ni}^2}{2} - \varepsilon'_i - \frac{(v'_{Ni})^2}{2} - \frac{p}{\rho_{0i}} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где параметры, помеченные штрихами, относятся к величинам за ударным фронтом. В (4) учтено, что давление при переходе через контактный разрыв непрерывно, т. е.  $p'_1 = p'_2 = p$ , а также, что  $p_1 = p_2 = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ . Так как вектора скоростей  $\bar{v}_1$  и  $\bar{v}_2$  параллельны плоскости контактного разрыва, то справедливы равенства

$$\begin{aligned} v'_{N1} \cos(\alpha + \gamma) - v_{T1} \sin(\alpha + \gamma) &= 0, \\ v'_{N2} \cos(\beta - \gamma) - v_{T2} \sin(\beta - \gamma) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь учтено, что касательные составляющие скоростей при переходе через косые ударные волны остаются неизменными, т. е.  $v'_{Ti} = v_{Ti}$ .

Система уравнений (2) — (5) представляет собой замкнутую систему из четырнадцати нелинейных алгебраических уравнений, которую необходимо решать одним из итерационных методов. Если вместо соот-

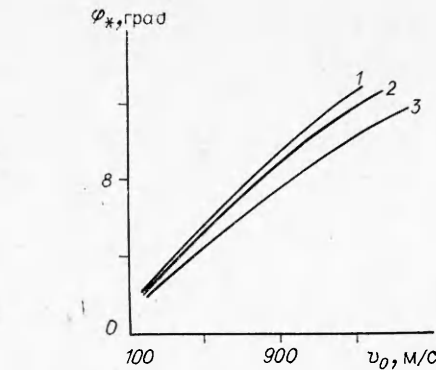
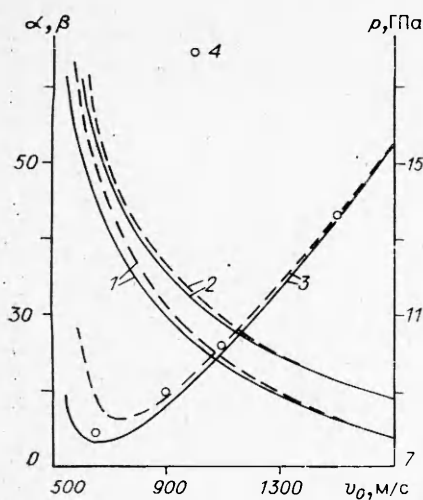


Рис. 3. Зависимости  $\varphi_*(v_0)$  для пластин Cu—Cu (1), Cu—Fe (2), Pb—Al (3).

Рис. 2. Зависимости углов  $\alpha$  (1),  $\beta$  (2) и  $p$  (3, 4) от скорости соударения алюминиевых пластин.

ношений (2) воспользоваться приближенными выражениями

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{c_1 (\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) / |\bar{v}_0|}{\sqrt{1 - [c_1 (\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) / |\bar{v}_0|]^2}}, \\ \operatorname{tg} \beta &= \frac{c_2 (\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) / |\bar{v}_0|}{\sqrt{1 - [c_2 (\cos \psi / \operatorname{tg} \varphi + \sin \psi) / |\bar{v}_0|]^2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

которые связывают в явном виде углы наклона присоединенных ударных волн  $\alpha$  и  $\beta$  с геометрическими параметрами задачи, система уравнений упрощается и сводится к одному уравнению

$$\rho_{01} v_{N1} [v_{N1} - v_{T1} \operatorname{tg}(\alpha + \gamma)] = \rho_{02} v_{N2} [v_{N2} - v_{T2} \operatorname{tg}(\beta - \gamma)] \quad (7)$$

относительно угла  $\gamma$ , которое решается численно.

Учитывая, что для рассматриваемого интервала скоростей взаимодействия угол  $\gamma$  мал, разложим  $\operatorname{tg}(\alpha + \gamma)$  и  $\operatorname{tg}(\beta - \gamma)$  по степеням  $\operatorname{tg} \gamma$  и, ограничиваясь линейными членами, из (7) получим выражение

$$\gamma = \operatorname{arctg} \left( \frac{\rho_{01} v_{N1}^2 - \rho_{01} v_{N1} v_{T1} \operatorname{tg} \alpha - \rho_{02} v_{N2}^2 - \rho_{02} v_{N2} v_{T2} \operatorname{tg} \beta}{\rho_{01} v_{N1} v_{T1} (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) + \rho_{02} v_{N2} v_{T2} (1 + \operatorname{tg}^2 \beta)} \right). \quad (8)$$

С использованием (8) можно практически без потери точности вычислить угол  $\gamma$ .

Соотношения (6) следуют из принципа Гюйгенса [5]. Информация об уравнениях состояния (2) неявно входит в (6), так как скорости распространения возмущений в пластинах  $c_1$  и  $c_2$ , входящие в (6) (в отличие от [5], где они берутся равными скорости звука), рассчитываются из задачи распада произвольного разрыва (задачи Римана) [6] со следующими значениями параметров: «слева»  $p = 0$ ,  $v = |\bar{v}_0| \cos \psi$ ,  $\rho_1 = \rho_{01}$ ,  $\kappa_1 = c_{01}$ ,  $\rho_{01}$ ; «справа»  $p = 0$ ,  $v = 0$ ,  $\rho = \rho_{02}$ ,  $\kappa_2 = c_{02}$ ,  $\rho_{02}$ . При малых углах наклона пластин ( $\varphi \leq 3$ ) приближенное и точное решения практически совпадают. Применение метода Ньютона к системе уравнений (2)–(5), где в качестве нулевого приближения используется решение системы (3)–(7), дает быстро сходящееся решение — итерационный процесс сходится за 3–5 итераций.

На рис. 2 приведены зависимости углов наклона присоединенных ударных волн  $\alpha$  и  $\beta$ , а также давления  $p$  от скорости соударения алюминиевых пластин ( $\psi = 0$ ,  $\varphi = 5^\circ$ ). Сплошной линией отмечено приближенное решение, штриховой — точное. Видно, что наименьшая скорость, при которой еще существует решение системы (2)–(5),  $v_* \approx 600$  м/с. Меняя угол  $\varphi$  и вычисляя критическую скорость, соответствующую это-

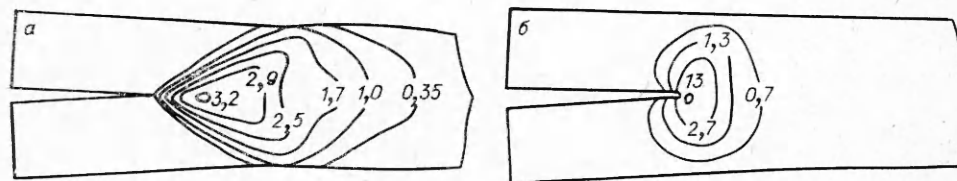


Рис. 4. Профили изобар при ударе алюминиевых пластин.

му углу, в плоскости  $\varphi$ ,  $|\bar{v}_0|$  (вместо  $|\bar{v}_0|$  часто используют  $|\bar{v}_k|$ ) можно построить кривую, отделяющую область стационарного взаимодействия (с присоединенными к линии контакта ударными волнами) от области нестационарного, как будет показано ниже, пульсационного режима течения металлов. На рис. 3 приведены указанные зависимости для некоторых металлов, причем в расчетах полагалось, что  $\psi = \varphi$ . В этом случае вектор скорости  $\bar{v}_0$  перпендикулярен поверхности метаемой пластины, т. е. условия соударения соответствовали несимметричной схеме сварки взрывом [1].

**Численное решение.** Исходная система (1), (2) интегрировалась методом Годунова [6], деформация свободных поверхностей рассчитывалась методом маркеров [7]. Из-за особенностей используемой разностной схемы из рассмотрения были исключены отрицательные напряжения (если в какой-либо ячейке давление становилось отрицательным, то оно полагалось равным нулю). Следовательно, откольные эффекты не учитывались. Принятое допущение не оказывает существенного влияния на течение металлов при ударе в наиболее интересной области у линии контакта.

Проведена серия расчетов удара алюминиевых пластин. Скорость соударения варьировалась от 300 до 1500 м/с ( $\psi = 0$ ,  $\varphi = 5^\circ$ ). Анализ данных результатов вычислений позволил выделить два режима взаимодействия: первый — с присоединенными к линии контакта ударными волнами, наблюдаемый при скорости удара от 600 м/с и выше, и второй — пульсационный, характеризующийся сильными колебаниями параметров у линии контакта, имел место при скорости до 600 м/с.

На рис. 4 представлены поля изобар, характерные для отмеченных режимов взаимодействия. Режим с присоединенными к линии контакта ударными волнами показан на рис. 4, а и соответствовал варианту расчета удара пластин с  $|\bar{v}_0| = 1100$  м/с. Отметим совпадение результатов численного моделирования удара с автомодельным решением, что, в частности, видно из рис. 2, 4. При  $|\bar{v}_0| = 650$  м/с получено несколько заниженное по сравнению с точным значение давления. Это связано с тем, что рассмотрена начальная стадия взаимодействия — значения параметров еще не установились. Пульсационный режим взаимодействия приведен на рис. 4, б,  $|\bar{v}_0| = 300$  м/с. Зависимость максимального давления у линии контакта от времени для пульсационного режима течения имеет ярко выраженный колебательный характер (рис. 5). В этом режиме взаимодействия вдоль плоскости соударения формируется струя металла. На рис. 6 представлены зависимости компоненты скорости  $v_x$  вдоль оси  $Ox$  в сечении  $y = 0$ , полученные в различные моменты времени. Видно, что при пульсационном режиме взаимодействия величина  $v_x$  быстро возрастает с приближением к точке контакта и с некоторого момента времени превышает начальную скорость удара (при  $t > 0,314$  скорость струи изменяется незначительно). Этого не наблюдается при соударении пластин в режиме течения с присоединенными к линии контакта ударными волнами, что, в частности, также следует из автомодельного решения задачи.

Струя формируется при малых углах наклона пластин, когда скорость движения точки контакта выше скорости движения «головы» этой струи, поэтому визуально ее можно наблюдать лишь в момент полного схлопывания пластин. При увеличении угла между пластинами относи-

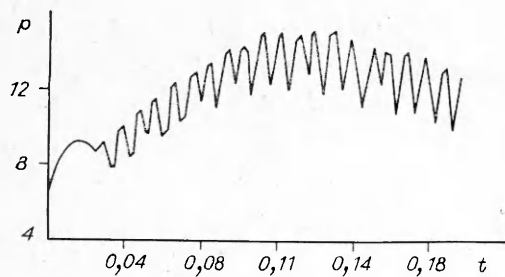


Рис. 5. Зависимость максимального давления у линии контакта при ударе алюминиевых пластин от времени.

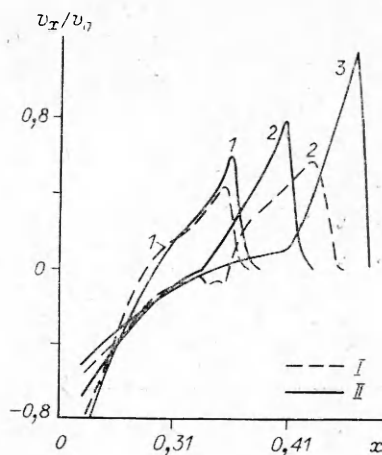


Рис. 6. Распределение скорости вдоль плоскости соударения при ударе алюминиевых пластин.

I)  $t = 0,115$  (1) и  $0,260$  (2) ( $|\bar{v}_0| = 650$  м/с); II)  $t = 0,119$  (1),  $0,203$  (2),  $0,314$  (3) ( $|\bar{v}_0| = 500$  м/с).

тельная скорость «головы» струи также возрастает, а скорость движения точки контакта уменьшается, поэтому при больших углах  $\varphi$  скорость струи может превзойти скорость точки контакта, тогда струя становится обычной кумулятивной. Описанный механизм образования кумулятивной струи качественно согласуется с известными экспериментальными наблюдениями, приведенными, например, в [8]. В [8], однако, предполагалось, что переход от бесструйной конфигурации (от режима с присоединенными к линии контакта ударными волнами) к течению с кумулятивной струей осуществляется без промежуточной стадии (пульсационного режима), где происходит зарождение и основной разгон кумулятивной струи.

Заметим, что получить простой критерий, отделяющий пульсационный режим взаимодействия от течения с кумулятивной струей, затруднительно. Попытки для этих целей использовать подход, предложенный в [8], успеха не имели — в рассматриваемом интервале скоростей соударения определяющее уравнение

$$\frac{dp}{d\mu} = \frac{p(p - \rho_0 v_0^2)}{(\mu + 1)[\mu \rho_0 v_0^2 - p(\mu - 2)]}$$

не имело корней. Здесь  $\mu = \rho/\rho_0 - 1$ , а  $p$  связано с  $\mu$  уравнением состояния Тэйта [9].

В приведенных расчетах удара алюминиевых пластин равной толщины образования волн на контактной поверхности пластин не происходило, по-видимому, ввиду недостаточной разрешающей способности используемого численного метода. Волнообразование отчетливо наблюдалось в численных расчетах соударения пластины с бесконечно толстой неподвижной пластиной в режиме пульсационного течения.

На рис. 7 представлено поле скоростей у линии контакта, полученное в режиме волнообразования к моменту времени  $t = 0,626$  при соударении алюминиевых пластин ( $|\bar{v}_0| = 500$  м/с,  $\varphi = \psi = 10^\circ$ ). Отметим, что волнообразование происходит после того, как сформируется достаточно развитая струя у контактной поверхности пластин, затем среднее давление, так же как и скорость «головы» струи, несколько уменьшается, что, вероятно, связано с работой, затрачиваемой на волнообразование.

Известно, что при высокоскоростном соударении пластин иногда оплаивается их контактная поверхность [1]. Повышение температуры за счет динамического сжатия материалов пластин невелико, в то время как имеется достаточно высокая скорость скольжения пластин, которую, например для режима взаимодействия с присоединенными к линии контакта ударными волнами, можно найти из соотношения

$$v_x = v_{x1} - v_{x2} = [v_{T1}/\cos(\alpha + \gamma) - v_{T2}/\cos(\beta - \gamma)] \cos \gamma.$$

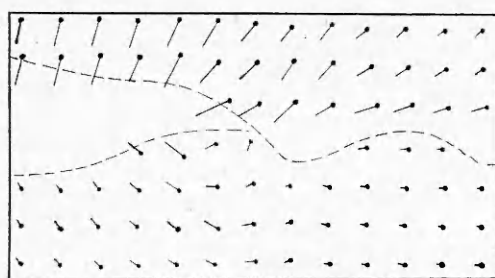


Рис. 7. Поле скоростей у линии контакта при ударе алюминиевых пластин в режиме волнообразования.

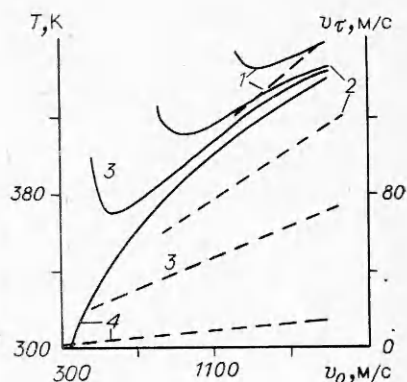


Рис. 8. Зависимости температуры (сплошные линии) и скорости скольжения (штриховые) в точке контакта от  $v_0$  при соударении медных пластин.  
 $\varphi$ , град: 1 — 11, 2 — 8, 3 — 5, 4 — 1.

Результаты расчетов температуры, скорости скольжения в точке контакта при соударении медных пластин приведены на рис. 8. Температура вычислялась с использованием уравнения состояния меди из [10]. Вследствие трения на контактной поверхности выделяется значительное количество тепла, которого в ряде случаев достаточно для наблюдаемого экспериментально плавления материалов пластин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Cowan G., Holtzman A. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4.
3. Кузьмин Г. Е., Яковлев И. В. ФГВ, 1973, 9, 5.
4. Перссон К. О.— В кн.: Нестационарные процессы в деформируемых телах/Под ред. А. Ю. Ишлинского, Г. Г. Черного.— М.: Мир, 1976.
5. Lesser M. V. Proc. R. Soc. Lond., 1981, A377, 1770.
6. Годунов С. К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
7. Роуч П. Вычислительная гидродинамика.— М.: Мир, 1980.
8. Wolsh J., Shreffler R., Willig F. J. Appl. Phys., 1953, 24, 3.
9. Чельшев В. П., Шехтер Б. И., Шушко Л. А. ФГВ, 1970, 6, 2.
10. Кормер С. В., Урлин В. Д., Попова Л. Т. ФТТ, 1961, 3, 7.

Поступила в редакцию 4/III 1987,  
 после доработки — 6/X 1987

### ЛОКАЛИЗАЦИЯ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ КОМПАКТИРОВАНИИ ФОЛЬГ БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ СПЛАВОВ

С. А. Першин, В. Ф. Нестеренко  
 (Новосибирск)

Задача получения массивных изделий из быстрозакаленных металлических сплавов представляет большой интерес. Одно из перспективных направлений — взрывное компактирование [1].

В работе [2] обнаружена локализация сдвиговой деформации при взрывном прессовании порошков быстрозакаленных металлических сплавов. Процесс локализации развивается на двух масштабах — интерчастичном и трансчастичном. Экспериментально исследована зависимость параметров трансчастичной локализации от условий прессования [2].