

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Каннель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, Деп. № 477/74.
2. Физика высоких плотностей энергий/Под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
3. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев.— В кн.: Взрывное дело, № 76/33. М.: Недра, 1976.
4. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев. ФГВ, 1979, 15, 4, 148.
5. L. M. Lee. J. Appl. Phys., 1973, 44, 9, 4017.

ОЦЕНКА УСЛОВИЙ СОХРАНЕНИЯ АМОРФНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ ПРИ КОМПАКТИРОВАНИИ ВЗРЫВОМ

В. Ф. Нестеренко, А. В. Музыкантов

(Новосибирск)

В настоящее время получен ряд металлических сплавов в аморфном состоянии [1], обладающих уникальными свойствами: прочность, коррозионная и радиационная стойкость и др. В то же время использование данных сплавов в качестве конструкционных затрудняется тем, что все способы их получения основаны на быстром охлаждении расплава, что, как правило, возможно только при его малых размерах (≤ 100 мкм). Вследствие этого при закалке из расплава изготавливаются только фольги, проволоки или порошки [1].

Один из способов создания объемных изделий из аморфных порошков — компактирование взрывом [2]. Для этого процесса характерен неравновесный разогрев материала, приводящий к высокой температуре контактов частиц при сравнительно низком объемном разогреве. При этом важна зависимость температуры контактов T_k от величины фракции частиц при одинаковом давлении и начальной плотности образцов [3]: Время существования высокой неравновесной температуры контактов определяется размером прогретой зоны. Как показано в [4] на примере материалов Cu, Ni, время релаксации неравновесной температуры составляет $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ с при фракции частиц $0,1 \div 0,5$ мм и давлении 6,5 ГПа. Поэтому скорость остывания контактов $10^7 - 10^8$ К/с может превышать скорость закалки при получении аморфных сплавов $10^5 - 10^7$ К/с.

Отличительная черта ударного сжатия — высокая скорость нагрева контактов, оцениваемая по экспериментам [3] величиной $10^9 \div 10^{10}$ К/с. Эти особенности ударного сжатия могут приводить к образованию связей между частицами с сохранением аморфного состояния [2, 5, 6].

Однако в настоящее время недостаточно ясно установлены критерии, определяющие возможность осуществления этого процесса, и параметры нагружения, необходимые и достаточные для сохранения аморфной структуры. В работах [5, 6] отмечалось, что аморфная структура может сохраняться только при условии $T_p < T_1$, где T_p — расчетная температура материала после процесса ударного сжатия и установления теплового равновесия, T_1 — температура примерно на 200 К выше температуры кристаллизации. Учитывая неопределенность в оценке T_p и возможность повышения температуры кристаллизации после ударно-волновой обработки [7], очевидное необходимое условие сохранения аморфной структуры можно приближенно представить в виде $T_p < T_c$, где T_c — температура кристаллизации [8].

Неравновесная температура контактов в процессе ударного сжатия, которая и обеспечивает получение качественного соединения частиц порошка, может в несколько раз превосходить остаточные равновесные температуры в технологической области давлений [4]. Если при этом скорости охлаждения хотя бы в некотором интервале температур будут ниже, чем в процессе получения аморфного материала, то кристаллизация

может начаться на стадии выравнивания температур. В этом случае необходимое условие $T_p < T_c$ не будет гарантировать сохранение аморфной структуры на стадии выравнивания температур.

Влияние неравновесного характера тепловыделения в пористом материале на возможный процесс кристаллизации отмечено в [6]. Авторы предполагают, что оплавленные при взрывном нагружении области контактов вновь закаляются на аморфное состояние вследствие аномально высоких значений коэффициентов теплопроводности за счет турбулентного течения. Если принять эту гипотезу, то помимо необходимого условия сохранения аморфного состояния ($T_p < T_c$) требуется обеспечить определенный характер движения контактных оплавленных зон, который не может быть точно описан простым условием.

В работе [8] авторы ограничиваются оценкой времени (и скорости) охлаждения, используя соотношение $t \sim R^2/\kappa$, где R — радиус частицы, κ — коэффициент температуропроводности материала. При этом получают скорости охлаждения, по порядку сравнимые со скоростью закалки исходного материала. Однако ясно, что расчеты такого рода подразумевают ошибку на уровне порядка и не могут служить надежным основанием для вывода о возможности сохранения аморфной структуры на стадии выравнивания температур.

Авторы [9] оценивают скорость охлаждения аналогично [8] с той разницей, что для ее вычисления берется толщина не частицы, а расплавленного слоя на ее поверхности. Как будет видно из дальнейшего, данный подход может давать завышенные скорости остывания.

Рассмотрение тепловых эффектов на контактах частиц проводится в [10] на основе анализа процесса теплопроводности с заданным потоком тепла на границе частиц, который определяется полной энергией ударного сжатия, временем нарастания давления в ударной волне и удельной площадью поверхности частиц. Эта модель может быть использована для оценки возможности процесса кристаллизации с учетом кинетики перехода. Однако основное предположение [10] об эквивалентности процессов тепловыделения вдоль границ частиц при динамическом компактировании и эффективного источника тепла, действующего в зоне, много меньшей области, захваченной процессом теплопроводности, не является справедливым для металлических порошков, по крайней мере для слабых (< 1 ГПа) и высоких давлений (> 10 ГПа). Это связано с тем, что теория, развиваемая в [10], дает зависимость характерной температуры контактов частиц от их размера R вида $T_k \sim \sqrt{R}$, независимо от давления. Действительно, удельная площадь поверхности частиц правильной формы $A \sim R^{-1}$; область, захваченная процессом теплопроводности, к концу сжатия во фронте имеет порядок $\sqrt{\kappa t} \sim \sqrt{R}$, где κ — коэффициент температуропроводности материала частиц, t — ширина фронта. Отсюда легко получить $T_k \sim \sqrt{R}$. В отличие от этого в экспериментах [4] наблюдается сильная зависимость $T_k(R)$ в интервале давлений $1 \div 10$ ГПа и слабая — вне этой области. Количественные пределы применимости по давлению для теории, развиваемой в [10], не приводятся.

Таким образом, в настоящее время отсутствует достаточно строгое рассмотрение возможности процесса кристаллизации на стадии выравнивания температур между поверхностными областями частиц и их объемом.

В данной работе ставится задача — оценить условия получения монокристаллических образцов при сохранении аморфной структуры с учетом неравновесной стадии процесса установления теплового равновесия. Для ее решения, вообще говоря, необходимо знать кинетические параметры кристаллизации, размеры прогретых зон и температуры вблизи контактов, теплофизические свойства материалов, критические скорости охлаждения. В большинстве случаев определить эти параметры точно не представляется возможным.

Поставленная цель в работе достигалась не точным решением с учетом кинетики кристаллизации, а сравнением процессов закалки аморфного

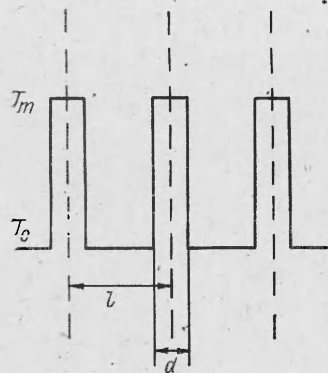


Рис. 1. Начальное распределение температур в ударно-сжатом материале (d — ширина контактной зоны, нагретой до T_m ; l — размер компактируемых частиц порошка, T_0 — температура объема частиц, равная начальной).

состояния в ходе его получения с установлением теплового равновесия в неоднородно нагретом материале без учета кристаллизации.

Условие получения металлических связей на контактах частиц также не ясно. Существуют точки зрения, что соединение может происходить посредством «холодной» сварки и сварки с локальным оплавлением

контактных участков [7, 9]. По нашему мнению, для целей этой работы достаточным условием образования связей на контактах частиц можно принять $T_k = T_m$, где T_m — температура плавления. Данное условие увеличивает вероятность процесса кристаллизации при компактировании по сравнению со случаем «холодной» сварки. Поскольку в режимах компактирования взрывом $p \leq 10$ ГПа, зависимостью $T_m(p)$ для ряда случаев можно пренебречь.

Условие, затрудняющее численную оценку скоростей охлаждения контактов частиц, состоит в их влиянии друг на друга. Способом учета этого обстоятельства может быть рассмотрение процесса в неоднородной одномерной системе холодных и нагретых областей (рис. 1), где первые соответствуют объему частиц, а вторые — их поверхностным слоям. Одномерная система хорошо описывает компактирование порошков, полученное дроблением аморфных лент. Вследствие периодичности начального распределения температур в этой модели потоки тепла в точках с координатами $x = 0, l/2, l, 3/2l, 2l, \dots$ равны нулю. Поэтому ячейки длиной l (или $l/2$) теплоизолированы друг от друга и задачу достаточно решить в области $0 \leq x \leq l$. Запишем уравнение теплопроводности, начальные и граничные условия для ячейки в безразмерном виде

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2}, \quad 0 < \xi < 1, \quad 0 < \tau < +\infty;$$

$$u(\xi, 0) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \xi < \delta/2, \\ 0, & \delta/2 \leq \xi \leq 1 - \delta/2, \\ 1, & 1 - \delta/2 < \xi \leq 1; \end{cases}$$

$$u_\xi(0, \tau) = u_\xi(1, \tau) = 0, \quad 0 < \tau < +\infty,$$

где $u = T/T_m$; $\xi = x/l$; $\tau = \kappa t/l^2$; $\delta = d/l$; T — температура; x — координата; t — время; κ — коэффициент теплопроводности. Для определенности принято, что начальная температура $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

Решение поставленной задачи ищем в виде ряда Фурье [11]

$$u(\xi, \tau) = \delta + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(n\pi\delta)}{n} \cos(2\pi n\xi) e^{-4\pi^2 n^2 \tau}.$$

Экспоненциальный множитель обеспечивает абсолютную сходимость ряда при $\tau > 0$. Для получения суммы ряда с достаточной точностью на ранних стадиях тепловой релаксации ($\tau \geq 10^{-4}$) ограничивались суммированием 100 членов.

Полученная эволюция распределения температур в ячейке изображена на рис. 2 для различных моментов времени τ . Видно, что время установления теплового равновесия в ячейке при данной δ (с точностью $\approx 1\%$) составляет $\tau_p \approx 0,1$ ($t_p \approx 0,1l^2/\kappa$).

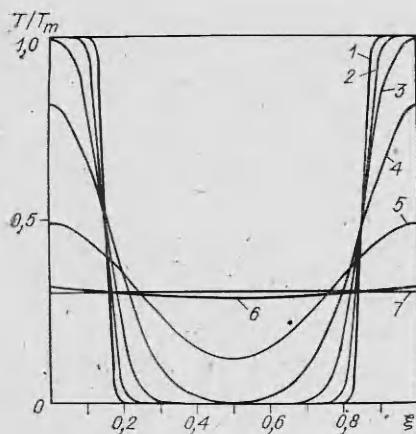


Рис. 2. Распределения температур в частице в процессе релаксации для разных моментов времени при $\delta = 0,3$.

τ : 1 - 10^{-4} , 2 - $4 \cdot 10^{-4}$, 3 - $16 \cdot 10^{-4}$,
4 - $64 \cdot 10^{-4}$, 5 - $256 \cdot 10^{-4}$, 6 - $1,024 \cdot 10^{-1}$,
7 - соответствует равновесному состоянию.

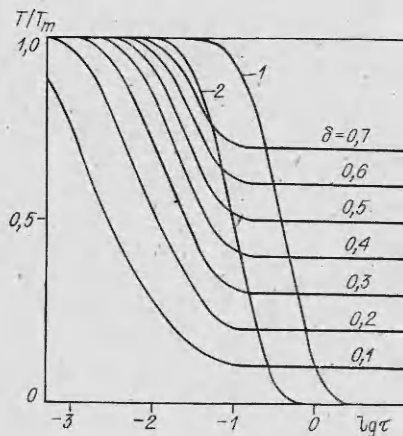


Рис. 3. Зависимость температуры на границе частиц в процессе релаксации для разных толщин прогретого слоя и кривые охлаждения для односторонней (1) и двухсторонней (2) закалки.

Температура максимальна, а скорость остывания материала минимальна в центрах разогретых зон, т. е. на контактах частиц (в модели им соответствуют точки $\xi = 0$, $\xi = 1$ на рис. 2). Если в этих точках будет получен необходимый режим остывания, то он будет обеспечен и в других областях. Поэтому в дальнейшем процесс рассмотрен именно в этих, наиболее «опасных» для сохранения аморфного состояния точках.

На рис. 3 показаны зависимости температуры от времени в точке $\xi = 0$ ($\xi = 1$) для различных значений начальной толщины прогретого слоя δ . Из приведенных кривых видно, что время охлаждения до равновесной температуры $\tau_p = 0,1$ и практически не зависит от начального размера прогретой зоны, т. е. от величины δ . Это приводит к тому, что по мере увеличения δ и связанного с этим роста T_p средняя скорость охлаждения $(T_m - T_p)/t_p$ падает пропорционально d :

$$\frac{T_m - T_p}{t_p} = 10 \frac{T_m (1 - \delta) \kappa}{l^2}.$$

Полученная формула для скорости охлаждения может быть использована для оценки условий закалки контактных областей до аморфного состояния при импульсном компактировании.

Необходимо отметить, что для процесса с начальным распределением температур, приведенным на рис. 1, существуют два характерных времени остывания: t_p определяет время установления теплового равновесия в ячейке, $t'_p = \frac{d^2}{\kappa}$ характеризует среднюю скорость падения температуры контактов на ранних стадиях тепловой релаксации, пока размер прогретой области сравним с d . Когда T_p сопоставима с T_c , как в практически интересных случаях [5—7], скорость охлаждения, существенная для предотвращения кристаллизации, будет определяться характерным временем t_p . Если T_p значительно меньше T_c , для оценки скорости закалки контактных слоев целесообразно использовать характерное время t'_p .

В соответствии с подходом, изложенным выше, необходимо сравнить кинетику охлаждения материала в слоистой системе (см. рис. 2, 3) с условиями его охлаждения в процессе получения. Определение истинных условий охлаждения материала в процессе закалки представляет значительные трудности и обычно оценивается на основе закона Ньютона с эмпирически подобранным коэффициентом теплопередачи. Последний зависит от качества контакта и может быть существенно различным в зависимости от вида технологии [1]. Кроме этого, использование закона

Ньютона позволяет оценить только средние скорости охлаждения. На самом деле зависимость температуры от времени различных областей в исходном аморфном материале может сильно различаться.

Для определения оценки сверху скорости охлаждения материала в процессе получения аморфного состояния воспользуемся следующей моделью. Считаем, что слой конечной толщины l , первоначально однородно нагретый до T_m , приведен в идеальный тепловой контакт с массивной подложкой, обладающей бесконечной теплопроводностью, или с принудительно охлаждаемой подложкой. В этом случае температура на границе раздела постоянна и может варьироваться в различных технологиях в пределах сотен градусов. Для простоты ее значение выбрано равным нулю, как и начальная температура T_0 . На свободной границе расплава предполагаем условие теплоизоляции. Ясно, что этот режим охлаждения будет обеспечивать наибольшие скорости падения температуры по сравнению со всеми способами получения аморфных материалов с односторонним охлаждением. Уравнение теплопроводности в области шириной l в безразмерных координатах будет аналогично приведенному выше; начальные и граничные условия запишутся следующим образом:

$$u(\xi, 0) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \xi < 1, \\ 0, & \xi = 1; \end{cases}$$

$$u_\xi(0, \tau) = 0, \quad u(1, \tau) = 0, \quad 0 < \tau < +\infty.$$

Решение задачи также можно найти в виде ряда [11]:

$$u(\xi, \tau) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(n-1/2)} \cos[(n-1/2)\pi\xi] e^{-\pi^2(n-1/2)^2\tau}.$$

Зависимость температуры в точке $\xi = 0$ от времени, полученная суммированием 100 членов ряда, приведена на рис. 3, 1. В некоторых технологиях закалки используется двухстороннее охлаждение [1]. Решение этой задачи может быть получено из предыдущего соответствующим изменением масштаба (см. рис. 3, 2). Температура в этом случае соответствует точке с координатой $\xi = 1/2$.

Как отмечалось, скорости охлаждения различных областей материалов отличаются друг от друга. При компактировании они минимальны в местах контактов частиц, при закалке — в точках, наиболее удаленных от подложек ($\xi = 0, \xi = 1/2$). Предполагаем, что исходный материал аморфен во всем объеме, поэтому за критический режим охлаждения, с которым сравнивается зависимость температуры от времени в точках $\xi = 0$ ($\xi = 1$) при тепловой релаксации после компактирования, естественно взять режим в указанных выше точках.

Из сравнений положений кривых 1, 2 на рис. 3 видно, что скорость охлаждения в области от T_m до T_p выше скорости охлаждения в одностороннем способе закалки и в двухстороннем при $\delta \leq 0,4$. Таким образом, кристаллизация аморфного материала после ударного сжатия, если $\delta \leq 0,4$, может происходить только на стадии теплового равновесия в образце при условии $T_p > T_c$.

Полученные результаты позволяют найти критическую начальную ширину ($\delta_c \leq 0,4$) прогретой зоны, ниже которой в процессе остывания до равновесной температуры заведомо достигаются большие скорости охлаждения, чем при получении исходного материала в случае двухсторонней закалки. Отметим, что найденное значение δ_c следует из сравнения кинетики остывания в периодической системе нагретых и холодных областей (см. рис. 1) и кинетики охлаждения при закалке исходного материала.

Второе ограничение на ширину расплавов возникает за счет требования $T_p < T_c$ [5, 6, 8]. В рассматриваемой модели $T_p = \delta T_m$, поэтому от-

Сплав*	$T_m, ^\circ\text{C}$	$T_g(T_c), ^\circ\text{C}$	$\delta = T_g/T_m$	Сплав*	$T_m, ^\circ\text{C}$	$T_g(T_c), ^\circ\text{C}$	$\delta = T_g/T_m$
Fe ₉₁ B ₉	1355	327	0,24	Pd ₈₂ Si ₁₈	798	384	0,48
Fe ₈₃ B ₁₇	1175	487	0,41	Ni _{62,4} Nb _{37,6}	1169	672	0,57
Co ₇₅ Si ₁₅ B ₁₀	1120	512	0,46	Pd _{77,5} Cu ₆ Si _{16,5}	742	380	0,54
Fe ₇₉ Si ₁₀ B ₁₁	1146	545	0,48	Fe _{41,5} Ni _{41,5} B ₁₇	1079	447	0,41
Ni ₇₅ Si ₈ B ₁₇	1067	509	0,48	Au _{77,8} Ge _{13,8} Si _{8,4}	356	20	0,06
Fe ₈₀ P ₁₃ C ₇	985	463	0,47				

* Данные в таблице взяты из [1].

меченное требование приводит к ограничению на ширину расплавленной зоны, выражающемуся следующим образом: $\delta \leq \delta'_c = T_c/T_m$. Этот критерий не связан с кинетикой охлаждения контактов. Максимально допустимые величины зон расплавов (δ'_c) приведены в таблице. Видно, что зоны расплавов возможны величиной порядка размеров частиц при соблюдении критерия $\delta \leq \delta'_c$.

Поскольку T_c и T_m отсчитываются от начальной температуры $T_0 = 0^\circ\text{C}$, то размер допустимых разогретых зон по границам может быть увеличен предварительным охлаждением образцов. Необходимо также отметить, что для сплавов с $T_c \approx 0,5T_m$ возможен предварительный подогрев с сохранением достаточно высоких критических значений относительного размера прогретых в процессе компактирования зон.

Сравнение двух найденных ограничений на δ показывает, что существуют материалы, для которых выполнение условия $\delta \leq \delta'_c$ ($T_p < T_c$) приводит к выполнению и критерия $\delta \leq 0,4$, следующего из сравнений кинетик охлаждения (Fe₉₁B₉, Fe₈₃B₁₇, Fe_{41,5}Ni_{41,5}B₁₇). В то же время существуют материалы (например, Ni_{62,4}Nb_{37,6}), для которых выполнение только условия $\delta \leq \delta'_c$ может приводить к более низким величинам скорости охлаждения после компактирования, чем в процессе получения. Однако, учитывая приближенный характер модели идеальной закалки, положенной в основу нахождения кривой охлаждения при получении исходного материала, можно, по-видимому, утверждать, что в большинстве случаев требование $\delta \leq \delta'_c$ ($T_p \leq T_c$) будет приводить и к соблюдению кинетического критерия сохранения аморфного состояния. Очевидно (см. рис. 3), что это тем более справедливо для материалов, полученных методом с односторонней закалкой.

Для определения качественных связей между частицами достаточно наличия узких зон расплавов (~ 1 мкм). Например, при сварке взрывом зоны расплавов в области сварного шва в некоторых случаях вообще нельзя выделить, хотя при этом обеспечивается качественная связь между материалами [12]. В работе [9] отмечается, что доля расплава, необходимая для получения прочного компакта, составляет величину 0,22. Существует значительное количество материалов, которые допускают зоны расплавов такой величины с сохранением аморфной структуры (см. таблицу).

Таким образом, можно утверждать, что для объяснения высоких скоростей охлаждения контактных областей частиц скомпактированного аморфного материала, обеспечивающих повторную быструю закалку сплава на аморфное состояние, достаточно рассмотрения обычного процесса теплопроводности и не требуется привлечения дополнительных (конвективных) механизмов теплопередачи.

Необходимым и достаточным условием сохранения аморфного состояния после взрывного компактирования для большинства известных сплавов, учитывающим возможность кристаллизации на стадии теплового равновесия и в процессе его установления, является требование $T_p < T_c$.

Для избежания разрушения скомпактированных образцов в волнах разгрузки должны быть выполнены дополнительные условия, рассмотренные в [9, 13].

Поступила в редакцию 6/VIII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Девис.— В кн.: Быстрозакаленные металлы. М.: Металлургия, 1983.
2. С. F. Cline, R. W. Hopper. Scripta Metallurgica, 1977, 11, 1137.
3. В. Ф. Нестеренко. ФТВ, 1975, 11, 3, 444.
4. В. Ф. Нестеренко. Матер. III Международного симпозиума по обработке металлов взрывом. Т. 2. Марианские Лазни, 1976.
5. D. G. Morris. Metal Science, 1980, 14, 6, 215.
6. О. В. Роман, А. П. Богданов, Ю. Н. Волошин и др. Металловедение и термическая обработка металлов, 1983, 10, 57.
7. О. В. Роман, В. Г. Горобцов, В. С. Митин и др.— В кн.: Порошковая металлургия. Вып. 6. Минск: Высшая школа, 1982.
8. Р. С. Исаков, В. И. Кирко, А. А. Кузовников и др. Исследование структуры массивного аморфного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{58}\text{Ni}_{10}\text{Fe}_5\text{B}_{16}\text{Si}_{11}$, полученного методом взрывного прессования, по характеристикам локальной магнитной анизотропии. Препринт Института физики им. Л. В. Киренского, № 265Ф. Красноярск, 1984.
9. R. V. Schwarz, P. Kasiraj, T. Vreeland, Jr. e. a. The effect of shock duration on the dynamic consolidation of powders. Proc. of the 3-rd APS Conf. on Shock Waves in Solids. Santa Fe, New Mexico, 1983.
10. W. H. Gourdin. Materials of International Conference on High energy rate fabrication. San Antonio, USA, 1984.
11. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
12. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
13. M. L. Wilkins. Materials of International Conference on High energy rate fabrication. San Antonio, USA, 1984.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

М. Ф. Гоголя, Н. Г. Демченко, И. М. Воскобойников
(Москва)

В случае взрывного прессования и сжатия веществ в ампулах сохранения используется нагружение цилиндрических образцов скользящей детонационной волной. При таком способе нагружения в образцах образуется сходящаяся коническая волна, которая иногда дает маховский диск в вершине конуса. Образование маховского диска наблюдалось в плексигласе, стекле, воде, алюминии, порошках NiO и NaCl [1—3]. Установление стационарной волновой конфигурации, распространяющейся вдоль оси симметрии со скоростью детонации оболочки D_0 , в перечисленных веществах происходило по истечении некоторого времени. Во всех указанных случаях энергия детонационной волны используется как инструмент для создания необходимых состояний в веществе.

В настоящее время отсутствуют надежные способы расчета течений при взаимодействии ударных волн в конденсированных средах. Поэтому экспериментальное исследование является актуальной задачей.

В данной работе изучалось взаимодействие конических ударных волн в конденсированных средах — порошках эмульсионного плексигласа, магния, алюминия, графита, железа и в жидкостях — четыреххлористом углероде и бромформе. В табл. 1 приведены плотности материалов ρ_0 , значения коэффициентов при записи ударной адиабаты в виде $D = A + + Bu$, а также плотности исследованных образцов ρ_{00} (здесь u — массовая скорость в сплошной частице образца).

Ударные волны в исследуемых образцах создавали при подрыве экспериментальной сборки, схематично представленной на рис. 1. Образцы 2 помещали в цилиндрические оболочки 3 из литого ТГ. Во всех опытах