

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

С. Д. Гилев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gilev@hydro.nsc.ru

Электроконтактным методом выполнены измерения электропроводности ряда металлических порошков при ударном сжатии. Первоначально металлические частицы покрыты оксидной пленкой и порошок является непроводящим. При ударном сжатии порошок приобретает макроскопическую проводимость. Электропроводность ударно-сжатого порошка существенно зависит от металла, пористости, размера частиц и давления ударной волны. В пределах экспериментальной погрешности макроскопическая электропроводность за фронтом ударной волны однородна. Найдены зависимости алюминиевой пудры и порошка от давления ударной волны. Показано, что эти зависимости немонотонны. При большом давлении ударной волны электропроводность вещества уменьшается. Предполагается, что такое поведение связано с сильным температурным разогревом вещества при ударном сжатии. Оценки температуры показывают, что при ударном сжатии могут происходить плавление и частичное испарение металла. На это же указывает значение электропроводности, которая для мелких частиц близка к электропроводности расплава. Электропроводность крупного порошка гетерогенна, что связано с сильной тепловой неравновесностью частицы за время ударного сжатия. Анализ результатов опытов с различными металлами показывает, что основным параметром, определяющим электропроводность ударно-сжатого порошка, является относительная плотность.

Ключевые слова: ударное сжатие, металлический порошок, электропроводность, тепловая неравновесность, плавление.

ВВЕДЕНИЕ

Порошки металлов широко используются в физике ударных волн и физике взрыва: ударно-волновое компактирование [1], синтез новых соединений и фаз [2], металлизированные взрывчатые вещества [3–8], ударно-волновые генераторы сверхсильных магнитных полей [9–12], детонационное сжатие магнитного потока [13], токовые ключи, управляемые ударной или детонационной волной [14].

Для всех этих задач важно знать физическое поведение металлических порошков. Такие данные, как электропроводность, характер ее изменения при ударном сжатии и разгрузке, фаза включения проводимости, необходимы для реализации предельных возможностей ударно-волнового метода генерации магнитных полей [9–12], развития новых методов ударно-волновой диагностики [15]. Вместе с тем такая информация в настоящее время практически отсутствует. Первые результаты экспериментов в этом направлении представле-

ны в [16] и нуждаются в развитии и обобщении.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование электропроводности металлических порошков за фронтом ударной волны.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ВЕЩЕСТВА

В табл. 1 перечислены исследуемые порошки и их основные характеристики. Использовались порошки насыпной плотности. Для порошков с частицами неправильной формы приведены характерные размеры частицы (продольный и поперечный). Наибольшее внимание уделено алюминиевой пудре и порошку. Алюминиевая пудра ПАП-1 (рис. 1, *a*) состоит из частиц в форме пластинок (характерный размер ≈ 20 мкм, толщина ≈ 1 мкм). Алюминиевый порошок ПА-4 (рис. 1, *b*) состоит из сферических частиц, имеющих достаточно широкое распределение по размерам. Основная масса частиц сосредоточена в диапазоне размеров $40 \div 70$ мкм. Остальные порошки взяты для сравнения и использованы в единичных опытах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 03-03-33175).

Таблица 1

Характеристики исследованных веществ

Порошок	Обозначение	Плотность, г/м ³	Форма частиц	Размер частиц, мкм
Алюминиевая пудра ПАП-1	Al-1	0.45 ÷ 0.5	Пластинки	10 ÷ 30; ≈ 1
Алюминиевый порошок ПА-4	Al-2	1.65	Сферическая	10 ÷ 160
Порошок магния	Mg	0.6	Неправильная	≈500; ≈70
Порошок олова ПО-1	Sn	4.8	Сферическая	5 ÷ 30
Порошок свинца ПС	Pb	5.8	Квазисферическая	5 ÷ 100
Медная пудра ПМА	Cu-1	1.68	—//—	20 ÷ 50
Медный порошок	Cu-2	0.3	Нитевидная	≈60; ≈2

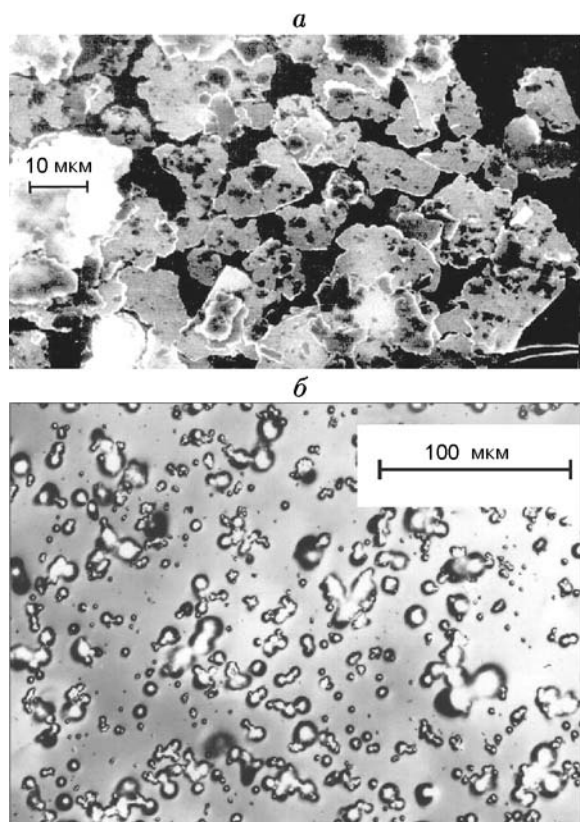


Рис. 1. Фотографии порошков алюминия:
a — пудра ПАП-1, *б* — порошок ПА-4

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерений электропроводности ударно-сжатых металлов наибольшее распространение получила техника тонких фольг [17]. Фольга исследуемого металла располагается между слоями диэлектрика. В диэлектрик входит ударная волна. Так как толщина

фольги много меньше толщины окружающего диэлектрика, после ударно-волновой реверберации давление в фольге равно давлению в диэлектрике. По фольге пропускается постоянный ток. Регистрируется напряжение на электродах, подключенных к фольге. При малой толщине фольги можно пренебречь переходными электромагнитными процессами. В этом случае, используя электротехническую модель по регистрируемому напряжению, можно найти сопротивление образца и его электропроводность.

Такая техника не может быть использована для образцов с внутренней структурой (порошки, компакты, губки). Действительно, толщина исследуемого образца должна быть, как минимум, на порядок больше размера частиц (т. е. больше 1 мм для частиц размером 100 мкм). Время релаксации электромагнитного поля в слое толщиной δ и электропроводностью σ составляет $\tau_e \approx \mu_0 \sigma \delta^2$ (μ_0 — магнитная проницаемость вакуума), что для меди ($\sigma \approx 6 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) при $\delta = 1 \text{ мм}$ дает $\tau_e \approx 7 \text{ мкс}$. Характерное время существования высокого давления в лабораторных экспериментах с ударными волнами составляет $\approx 1 \text{ мкс}$, поэтому состояние такого образца характеризуется электромагнитной неравновесностью.

Известно несколько схем, разработанных для исследования переходов диэлектрик — металл в ударной волне [18–21]. Ни одна из них не пригодна для исследования образцов значительной толщины с электропроводностью, характерной для классических металлов. Для этих условий становится сильным влияние паразитной индуктивности шунта и скин-эффекта в ударно-сжатом веществе [18, 20, 21] или ЭДС индукции деформируемого измери-

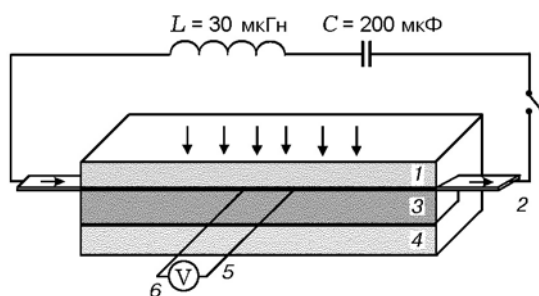


Рис. 2. Схема эксперимента:

1, 4 — диэлектрик, 2 — константановая фольга (шунт), 3 — исследуемое вещество, 5 — электроды, 6 — осциллограф; нагружение измерительной ячейки производится плоской ударной волной, распространяющейся сверху вниз

тельного контура [19].

В настоящей работе используется метод измерения электропроводности, учитывающий возможное влияние электромагнитного скин-эффекта в измерительной ячейке [22, 23]. Рассмотрение процесса диффузии магнитного поля позволяет связать напряжение, регистрируемое на поверхности проводящей области, и электропроводность вещества за фронтом ударной волны. Нахождение электропроводности сводится к задаче восстановления коэффициента диффузии внутри проводящей области. В результате становится возможным экспериментальное исследование толстых проводящих образцов.

На рис. 2 показана схема эксперимента. Конденсатор C разряжается через индуктивность L на измерительную ячейку, в которой находится исследуемое вещество. В момент максимума тока (сила тока $300 \div 600$ А) в ячейку входит плоская ударная волна, генерируемая зарядом взрывчатого вещества. Ударная волна проходит диэлектрик 1, константановую фольгу (толщина $100 \div 200$ мкм) и входит в исследуемое вещество. При ударном сжатии в исследуемом веществе появляется проводимость и электрический ток, протекавший первоначально по фольге, диффундирует в растущую проводящую область исследуемого вещества. Измерения проводились в течение всего времени движения ударной волны по исследуемому веществу, расположенному между фольгой и диэлектриком 4. К фольге подключены электроды (тонкая медная или константановая проволока диаметром 60 мкм, расплющенная под прессом до толщины 20 мкм). Электроды

расположены в плоскости фольги и соединены с осциллографом посредством коаксиального кабеля (на рисунке не показан). Осциллограмма напряжения $V(t)$, регистрируемая осциллографом (С1-75, С9-27, Tektronix 7633), является основной экспериментальной информацией, получаемой в опыте. Толщина исследуемого вещества обычно составляет $3 \div 4$ мм, ширина — 10 мм. Расстояние между электродами около 6 мм.

Данная измерительная ячейка отличается от применявшейся в [18, 20, 21] минимальным влиянием паразитных индуктивностей и сопротивлений, примерно на порядок лучшим временным разрешением, хорошо определенной системой линий тока, слабым влиянием краевых эффектов. В отличие от [19] в данной схеме нет деформации измерительного контура, ток через ячейку постояен, поэтому отсутствуют паразитные сигналы.

В методе используется простая электродинамическая модель ударного сжатия вещества [24, 25]. Основные положения модели состоят в следующем: электромагнитное поле одномерно, ударная волна плоская; параметры ударной волны не меняются по мере ее движения по образцу; электропроводность образца возникает сразу же после ударного сжатия и далее остается постоянной; электропроводность фольги постоянна; ток через ячейку постояен. Решение задачи о диффузии магнитного поля в двухпроводной системе [25] позволяет найти электрическое поле на поверхности раздела фольга — образец. При варьировании электропроводности вещества строится серия модельных зависимостей электрического поля от времени. Сравнением модельных кривых с экспериментальной зависимостью $V(t)$ выбирается кривая, достаточно близкая к экспериментальной. Погрешность нахождения электропроводности вещества в рамках такой модели можно оценить вариацией электропроводности.

Настоящая методика имеет ряд ограничений.

1. Ударная волна попадает в исследуемое вещество через металлическую фольгу (шунт). Поэтому падающая волна расщепляется на шунте, и в образец входит последовательность ударных волн нарастающей амплитуды. Волны большей амплитуды движутся по сжатому веществу и догоняют более слабые волны. Таким образом через некоторое время от начала сжатия в образце образуется однократ-

ная волна. Ее формирование определяется циркуляцией волн в материале фольги и сжимаемостью образца. Время двукратного прохождения ударной волной константановой фольги толщиной 100 мкм составляет около 33 нс. Этот эффект ограничивает временное разрешение проведенных опытов значением ≈ 100 нс.

2. Исследуемое вещество представляет собой проводящие частицы, покрытые оксидной пленкой. Разрушение пленки в ударной волне сопровождается перераспределением электромагнитного поля в частице. Ток диффундирует с поверхности зерна вглубь. Характерное время этого процесса для частицы размером a составляет $\tau_p \approx \mu_0 \sigma a^2$. Релаксация поля в частице ограничивает временное разрешение метода: для алюминиевых частиц размером 50 мкм $\tau_p \approx 100$ нс.

В проведенных опытах варьировалась интенсивность ударного сжатия образцов. Для этого использовались различные взрывчатые вещества и системы прокладок из материалов с существенно разными ударными импедансами. Информация о конструкции экспериментальных взрывных устройств представлена в табл. 2.

Параметры ударной волны в исследуемых веществах рассчитывались на основе известных ударных адиабат материалов построением соответствующих диаграмм $p-u$ (давление — массовая скорость) [26]. Исследуемые порошки обладают малой сдвиговой прочностью, поэтому напряженное состояние за ударным фронтом считалось изотропным, а нормальное ударное напряжение отождествлялось с давлением. В ряде случаев давление падающей ударной волны контролировалось при помощи манганинового датчика, размещаемого в диэлектрической пластине. Как правило, измеренное давление совпадало с расчетным с точностью 5 %. Использовались ударные адиабаты вида $D = a + b u$ (D — волновая скорость). Коэффициенты a (км/с) и b взяты следующими: медь — соответственно 3.915 и 1.495 [27], Д16Т — 5.041 и 1.42, гетинакс — 3.048 и 1.422, полистирол — 2.746 и 1.319 [28], стеклотекстолит — 2.5 и 1.89 (получено обработкой данных [29]).

Для алюминиевой пудры ПАП-1 использовалась ударная адиабата $D = -0.11 + 1.344 u$, найденная в [30] методом импульсного рентгенографирования. Для алюминиевого порошка ПА-4 использовалась ударная адиабата $D =$

$0.23 + 2.34 u - 0.087 u^2$, построенная в [31] при обработке результатов экспериментов с порошком плотностью $1.6 \div 1.7$ г/см³ [28]. Для медного порошка плотностью 1.68 и 0.3 г/см³ использовались ударные адиабаты $D = -0.133 + 1.385 u$ [32] и $D = -0.09 + 1.16 u$ [33] соответственно. Для других порошков ударные адиабаты строились на основе уравнения состояния Оха — Перссона [34] и описывались зависимостью $D = a + b u + c u^2$. Найденные таким образом коэффициенты a (км/с), b , c (с/км) составили: магний — соответственно 0.28, 1.43, 0, олово — 0.65, 1.9, -0.071, свинец — 0.19, 1.86, -0.102. Поскольку использовались порошки насыпной плотности, плотность образцов могла изменяться от опыта к опыту. Это приводит к неопределенности ударного давления в порошке (около 10 % для алюминиевой пудры).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерные осциллограммы, полученные в опытах с алюминиевой пудрой ПАП-1, показаны на рис. 3, *а, б*, в опытах с алюминиевым порошком ПА-4 — на рис. 3, *в*.

Для создания небольших давлений использовались слоистые системы нагружения с металлической пластиной. В этом случае (см. рис. 3, *а, в*) движение металлической пластины в магнитном поле шунта сопровождается возникновением вихревых токов в пластине. Эти токи индуцируют изменение магнитного потока через измерительный контур, что приводит к появлению дополнительного напряжения. При выходе ударной волны из пластины в диэлектрик (момент А) регистрируемое напряжение испытывает скачок. Величина скачка зависит от скорости пластины относительно шунта. В момент В ударная волна приходит на шунт, шунт ускоряется и добавка напряжения изменяется. Ее величина в дальнейшем определяется соотношением скоростей пластины и исследуемого вещества. Поскольку шунт тонкий, то момент В соответствует также вхождению ударной волны в исследуемое вещество. В веществе возникает проводимость и регистрируемое напряжение начинает падать. По мере движения ударной волны по веществу проводящий слой растет, а напряжение уменьшается.

Для части опытов заряд взрывчатого вещества располагался непосредственно на диэлектрике. В этом случае (см. рис. 3, *б*) до начала ударного сжатия регистрируется постоянное напряжение. Момент вхождения ударной

Таблица 2

Постановка опытов и полученные экспериментальные данные
по электропроводности металлических порошков в ударной волне

Порошок	k	Номер опыта	Экспериментальное устройство: материал слоя (толщина, мм)	p , ГПа	ρ/ρ_0	σ , $10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
Al-1	5.4	866	ТЭН(240)-Cu(6)-гет(4.8)-Al(3.7)-гет(4)	0.7	0.96	3.1 ± 0.3
		483	ТГ(30)-Cu(5)-гет(6.3)-Cu(5)-гет(3.3)-Al(3.2)-гет(3.2)	0.78	0.94	13.5 ± 1
		474	Т(30)-Cu(6)-гет(6.1)-Д16Т(5.9)-гет(3.5)-Al(3.5)-гет(6.1)	0.85	0.93	11.2 ± 2
		484	ТГ(30)-Cu(5)-гет(6.3)-Д16Т(5.9)-гет(3.1)-Al(3.2)-гет(3.2)	1.5	0.87	14 ± 1
		444	Т(60)-Cu(6)-гет(6.3)-Al(3.5)-гет(3.5)	1.7	0.85	17.4 ± 2.5
		486	Т(60)-Cu(5)-гет(3.5)-Al(3.5)-гет(3.5)	2	0.84	$17.7^{+2.4}_{-1.9}$
		861	Т(60)-Cu(6)-гет(4.8)-Al(3.7)-гет(4)	2	0.84	16 ± 2
		860	ТГ(60)-Cu(6)-гет(4.8)-Al(3.7)-гет(4.7)	3.1	0.82	12.5 ± 1
		437	Т(60)-гет(6.1)-Al(3.3)-гет(3.3)	5.3	0.79	9.7 ± 1.9
		271	ТГ(105)-гет(6.7)-Al(1.3)-гет(5.3)	7.7	0.78	7.1 ± 0.7
		433	ТГ(60)-гет(6.3)-Al(3.5)-гет(3.5)	7.7	0.78	6.4 ± 1
		867	ТГ(60)-гет(4.8)-Al(1)-гет(8.6)	7.7	0.78	6.1 ± 0.7
		413	ТГ(30)-пол(6)-Al(3)-гет(6)	8.1	0.78	5.8 ± 0.9
Al-2	1.64	890	ТЭН(200)-Cu(6.2)-гет(4.7)-Al(3)-гет(5.5)	2.4	1.0	30^{+10}_{-6}
		476	Т(60)-Cu(6)-гет(3.5)-Al(3.5)-гет(6.1)	6.1	1.08	46^{+23}_{-15}
		435	ТГ(60)-Cu(6)-гет(3.5)-Al(3.5)-гет(3.5)	9.1	1.08	38^{+12}_{-8}
		868	Т(60)-гет(4.9)-Al(3.4)-гет(4.5)	14.2	1.08	60^{+30}_{-20}
		858	ТГ(30)-гет(4.7)-Al(3.3)-гет(4.4)	20	1.09	48 ± 20
		905	ТГ(60)-гет(4.5)-Al(3.3)-гет(4.6)	20	1.09	40^{+20}_{-10}
		906	ТГ(60)-гет(4.7)-Al(3.2)-гет(4.6)	20	1.09	30^{+10}_{-5}
		889 ^a	ТГ(30)-гет(4.8)-Al(3.2)-гет(3.5)	20	1.09	20^{+10}_{-6}
		907 ^b	ТГ(60)-гет(4.7)-Al(3.3)-гет(4.6)	20	1.09	40^{+20}_{-10}
Mg	2.9	870	ТГ(30)-гет(4.8)-Mg(3.4)-гет(4.5)	9.6	1.01	12 ± 1
Sn	1.52	339	Т(105)-гет(6.8)-Sn(1.3)-гет(5.2)	21.1	1.18	46^{+15}_{-12}
Pb	1.96	404	ТГ(30)-гет(3.5)-Pb(3.5)-гет(1)	29.4	1.15	37^{+13}_{-9}
Cu-1	5.5	891	ТГ(30)-стекл(4.4)-Cu(3.6)-гет(4.3)	14.8	0.76	4.6 ± 0.5
Cu-2	32	628	ТГ(30)-гет(4.7)-Cu(3.5)-гет(6)	4.7	0.26	0.75 ± 0.1

Примечание. Т — литой тротил (плотность 1.57 г/см^3), ТГ — сплав тротил/гексоген 50/50 (плотность 1.66 г/см^3), гет — гетинакс, текст — текстолит, пол — полистирол, стекл — стеклотекстолит; в скобках указана толщина слоя, мм. ^a Использовался порошок фракции $< 20 \text{ мкм}$. ^b Использовался порошок фракции $100 \div 160 \text{ мкм}$.

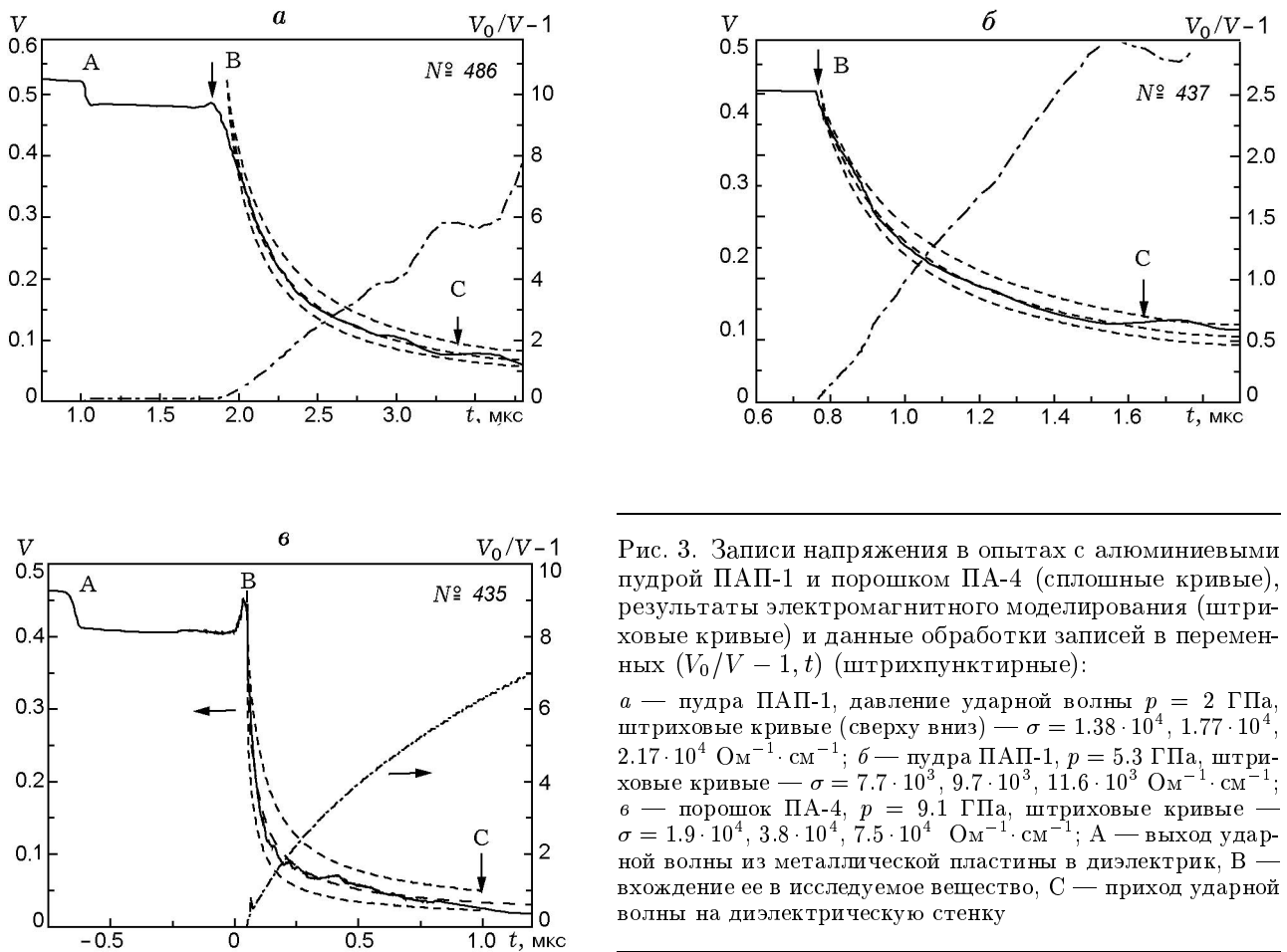


Рис. 3. Записи напряжения в опытах с алюминиевыми пудрой ПАП-1 и порошком ПА-4 (сплошные кривые), результаты электромагнитного моделирования (штриховые кривые) и данные обработки записей в переменных $(V_0/V - 1, t)$ (штрихпунктирные):
 а — пудра ПАП-1, давление ударной волны $p = 2$ ГПа, штриховые кривые (сверху вниз) — $\sigma = 1.38 \cdot 10^4, 1.77 \cdot 10^4, 2.17 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; б — пудра ПАП-1, $p = 5.3$ ГПа, штриховые кривые — $\sigma = 7.7 \cdot 10^3, 9.7 \cdot 10^3, 11.6 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; в — порошок ПА-4, $p = 9.1$ ГПа, штриховые кривые — $\sigma = 1.9 \cdot 10^4, 3.8 \cdot 10^4, 7.5 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; А — выход ударной волны из металлической пластины в диэлектрик, В — вхождение ее в исследуемое вещество, С — приход ударной волны на диэлектрическую стенку

волны в образец соответствует излому на осциллограмме В.

Модельные зависимости напряжения на границе шунт — вещество (штриховые линии на рис. 3) получены в предположении однородной электропроводности ударно-сжатого вещества и найдены на основании электродинамической модели [25]. Крайние кривые соответствуют изменению электропроводности вещества на 20 ÷ 50 % относительно среднего значения. Как видно из рис. 3, средние модельные кривые близки к экспериментальным. Таким образом, экспериментальные зависимости могут быть описаны моделью [25] с используемым набором параметров. Точность нахождения электропроводности в рамках такой процедуры можно оценить из условия расположения экспериментальной записи между модельными кривыми, соответствующими разным значениям электропроводности. Погрешность определения электропроводности зависит от значения электропроводности, времени регистрации и степени «гладкости» экспериментальной кри-

вой. Из качественного соответствия экспериментальной и модельной зависимостей можно сделать вывод о том, что в пределах точности методики электропроводность ударно-сжатого вещества однородна.

В электротехническом приближении однородная электропроводность ударно-сжатого вещества определяется по формуле [35]

$$\sigma = \frac{\delta_s}{\rho_s(D - u)} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right), \quad (1)$$

где δ_s — толщина фольги, ρ_s — удельное сопротивление фольги, V_0 — начальное напряжение. Из этой формулы видно, что обработка данных в переменных $(V_0/V - 1, t)$ должна давать прямую линию, тангенс угла наклона которой пропорционален электропроводности исследуемого вещества. Формула (1) справедлива в отсутствие переходных электромагнитных процессов. Электромагнитные процессы в ударно-сжимаемом веществе определяются параметром $R = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t$ [24, 25], представляющим собой отношение времени элек-

ромагнитной релаксации в нарастающем проводящем слое к времени движения ударной волны. Если $R \ll 1$, то электромагнитная неравновесность мала и применима формула (1). Для записей, показанных на рис. 3, *a, б, в*, параметр R к концу сжатия образца составляет 0.85, 0.82, 19.3 соответственно. Электромагнитная неравновесность в ударно-сжатой пудре относительно невелика, поэтому обработка по формуле (1) дает качественное представление о состоянии вещества. Как видно из рис. 3, *a, б*, зависимость величины $(V/V_0 - 1)$ от t для опытов с алюминиевой пудрой близка к линейной. Это подтверждает тот факт, что электропроводность ударно-сжатого вещества с хорошей степенью точности однородна.

Для опыта с алюминиевым порошком (см. рис. 3, *в*) зависимость величины $(V_0/V - 1)$ от t существенно отклоняется от прямой линии. Такое поведение связано с влиянием электромагнитного скин-эффекта в нарастающем проводящем слое вещества. В этом случае использование формулы (1) приводит к систематическому занижению электропроводности.

Результаты измерения электропроводности ударно-сжатых порошков сведены в табл. 2. Здесь k — пористость исследуемого вещества, p — давление ударной волны, ρ/ρ_0 — отношение плотности ударно-сжатого порошка к плотности сплошного металла при нормальных условиях, σ — найденная электропроводность ударно-сжатого вещества.

Результаты измерения электропроводности алюминиевой пудры и порошка показаны на рис. 4 в зависимости от давления ударной волны.

ОБСУЖДЕНИЕ

При статическом сжатии электропроводность нормальных металлов растет [36]. Это связано, в первую очередь, с увеличением концентрации свободных электронов. В условиях ударного сжатия электропроводность нормальных металлов монотонно уменьшается [37, 38]. Это связано с температурным нагревом и генерацией дефектов структуры. При ударном сжатии металлических порошков ситуация сложнее.

Как видно из рис. 4, *a*, зависимость электропроводности алюминиевой пудры от давления ударной волны немонотонна. При увеличении давления электропроводность пудры

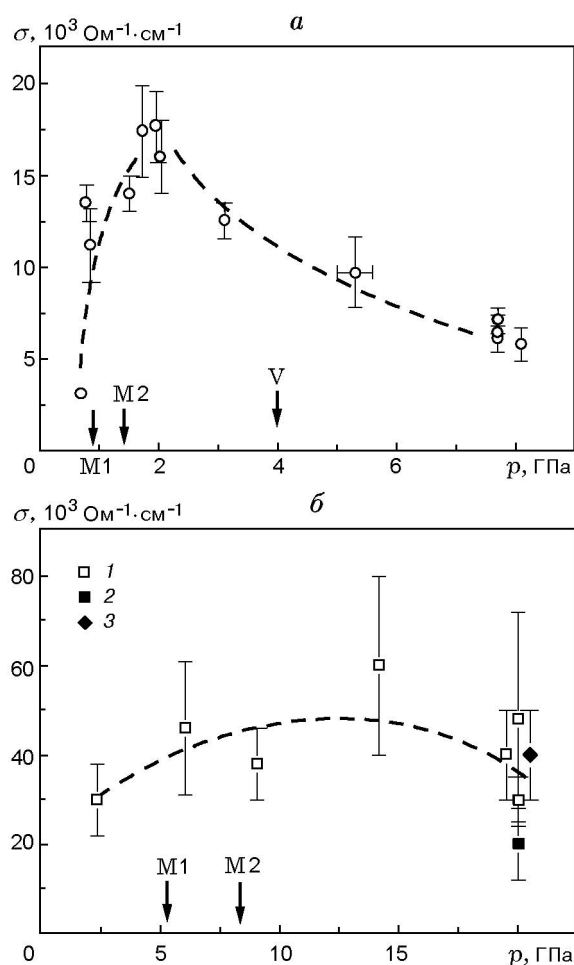


Рис. 4. Зависимость электропроводности ударно-сжатой алюминиевой пудры ПАП-1 (*a*) и порошка ПА-4 (*б*) от давления ударной волны:

M1 — начало плавления, M2 — полное плавление, V — начало испарения; 1 — стандартный полидисперсный порошок, 2 — фракция с размером частиц менее 20 мкм, 3 — фракция с размером частиц $100 \div 160$ мкм

растет, достигает максимума и далее падает. Такое поведение (кардинально отличное от поведения сплошных металлов) можно объяснить следующим образом. В исходном состоянии алюминиевые порошки не обладают макроскопической проводимостью. Частицы пудры ПАП-1 покрыты защитным слоем органических добавок. Частицы алюминиевого порошка ПА-4 в обычных условиях покрыты оксидной пленкой, обладающей диэлектрическими свойствами. При ударном сжатии происходит механическое разрушение и термическое разложение непроводящих слоев. Появление макроскопической проводимости носит пороговый

характер. Для алюминиевой пудры пороговое давление можно оценить в ≈ 0.7 ГПа. Увеличение давления ударной волны приводит к установлению хорошего электрического контакта между частицами. Спад электропроводности при большом ударном давлении можно связать с большим температурным разогревом и уменьшением плотности ударно-сжатого вещества вследствие аномального характера ударной адиабаты пудры [30].

Зависимость электропроводности алюминиевого порошка от давления ударной волны проявляется менее определенно (см. рис. 4, б). В этом случае $R \gg 1$, фронт ударной волны обгоняет волну тока, а ток занимает лишь часть проводящей области. Изменение регистрируемого напряжения обусловлено диффузией тока в обширную проводящую область. Хотя электропроводность алюминиевого порошка найдена с невысокой точностью, общий характер зависимости $\sigma(p)$ качественно ясен: электропроводность сначала растет и далее меняется относительно слабо.

Интересно сопоставить данные, полученные для алюминиевой пудры и порошка. При этом необходимо учитывать, что состояния ударно-сжатых пудры и порошка отличаются температурой и плотностью. Согласно ударной адиабате [30] плотность ударно-сжатой пудры меньше плотности сплошного алюминия. Это позволяет считать, что весь прирост внутренней энергии вещества E имеет тепловую природу. Для оценки можно пренебречь влиянием органических добавок и принять теплоемкость c_p постоянной. Тогда уравнение энергии записывается в виде

$$dE = c_p dT + H_m d\lambda_m + H_v d\lambda_v,$$

где H_m , H_v — скрытые теплоты плавления и испарения, λ_m , λ_v — доли расплавленного и испаренного вещества соответственно. Значения теплот H_m , H_v , а также теплоемкостей вещества в твердом и жидком состояниях взяты из [39], фазовая диаграмма алюминия — из [40].

Температура ударно-сжатого алюминиевого порошка оценивалась следующим образом. Для области малых давлений, где плотность сжатого вещества меньше плотности сплошного алюминия при нормальных условиях, температура находилась так же, как описано выше. Для области больших давлений полагалось, что различие между внутренними энергиями пористого и сплошного образцов

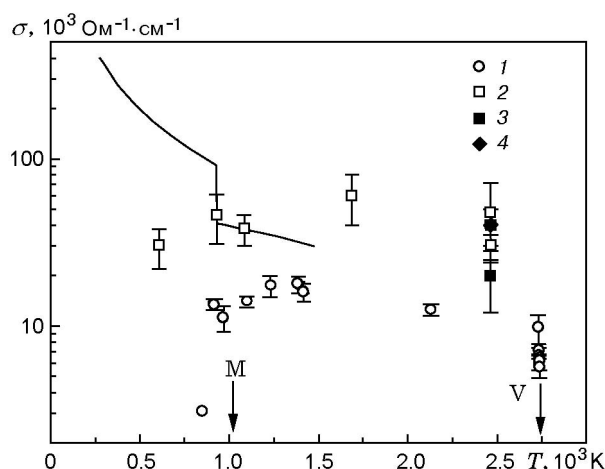


Рис. 5. Электропроводность алюминия в зависимости от температуры при нормальном давлении [41, 42] (сплошная кривая), данные экспериментов для алюминиевой пудры ПАП-1 (1), стандартного порошка ПА-4 (2), фракций $a < 20$ (3) и $100 < a < 160$ мкм (4):

M — температура плавления, V — кипения

при одинаковой плотности обусловлено тепловой составляющей. Результаты оценок представлены на рис. 4, а, б, где на оси давления отмечены начало плавления, полное плавление, начало испарения.

На рис. 5 показана зависимость электропроводности алюминия от температуры при нормальном давлении [41, 42], а также результаты настоящих измерений электропроводности и оценок температуры. На оси температуры для алюминиевой пудры указаны начало плавления и начало кипения (вследствие зависимости этих параметров от давления область расплава для алюминиевого порошка немного другая). Время теплового прогрева частицы с характерным размером a составляет $\tau_T \approx \rho c_p a^2 / \lambda$. Здесь ρ — плотность, λ — теплопроводность. Для частиц алюминиевой пудры такая оценка приводит к времени прогрева ≈ 10 нс, что существенно меньше временного разрешения измерений. Таким образом, тепловое состояние ударно-сжатой алюминиевой пудры является равновесным. Как видно из рис. 5, экспериментальные точки для пудры, попадающие в область расплава, располагаются ниже зависимости $\sigma(T)$ при нормальном давлении. Максимальная измеренная электропроводность пудры отличается от данных при атмосферном давлении [41, 42] примерно в два раза. Отличие измеренной электропроводности

пудры от электропроводности расплава [41, 42] можно связать с различием плотностей вещества и наличием посторонних добавок в пудре. При аппроксимации зависимости $\sigma(T)$ в область больших температур расхождение в электропроводности уменьшается.

Как видно из рис. 5, точки, соответствующие алюминиевому порошку, располагаются существенно выше точек для пудры. При большой интенсивности ударной волны данные для алюминиевого порошка находятся выше кривой $\sigma(T)$ для расплава. Такое поведение свидетельствует о существенном различии физических состояний ударно-сжатых пудры и порошка. Оценка времени теплового прогрева алюминиевой частицы диаметром 50 мкм дает значение $\tau_T \approx 30$ мкс. Таким образом, состояние порошка характеризуется сильной тепловой неравновесностью. При ударном сжатии основное тепло выделяется на поверхности соприкасающихся частиц. Здесь происходит плавление алюминия. Основная же масса частицы остается относительно холодной, сохраняет твердое состояние и высокую электропроводность. В результате макроскопическая электропроводность порошка оказывается существенно выше электропроводности расплава.

В условиях тепловой неравновесности измеряемая электропроводность зависит от размера частиц порошка. На рис. 5 показан результат опыта с мелкой фракцией порошка ($a < 20$ мкм). Видно, что для мелкой фракции электропроводность существенно меньше, чем для стандартного порошка. Для мелкого порошка относительное влияние поверхностного слоя больше и макроскопическая электропроводность ближе к электропроводности расплава.

Такое понимание полученных экспериментальных результатов дополним следующими оценками. Толщина прогретого слоя алюминия за время ударного сжатия $t \approx 0.5$ мкс составляет $\delta \approx \sqrt{\lambda t / \rho c_p} \approx 7$ мкм. Относительный объем (отношение объема прогретого слоя к полному объему) для частицы диаметром $a = 50$ мкм составляет ≈ 0.35 . С другой стороны, относительный объем прогретого слоя можно оценить исходя из теории проводимости неоднородных сред. Примем, что в металлической частице имеется две зоны проводимости: зона расплава на поверхности частицы и относительно холодная внутренняя часть.

Оценим характерные значения величин: макроскопическая электропроводность гетерогенной среды $\sigma \approx 4 \cdot 10^4$ Ом⁻¹·см⁻¹, электропроводность расплава $\sigma_1 \approx 10^4$ Ом⁻¹·см⁻¹ (такое значение дает аппроксимация зависимости $\sigma(T)$ для расплава [42] в область температур, близких к температуре кипения), электропроводность внутренней части порошинки $\sigma_2 \approx 2 \cdot 10^5$ Ом⁻¹·см⁻¹. Величина σ_2 является электропроводностью алюминия при температуре 510 К, соответствующей ударному сжатию сплошного алюминия при $p = 20$ ГПа. Температура ударно-сжатого сплошного алюминия взята из [28], электропроводность — из [41]. Простая модель проводимости двухкомпонентной среды [43] (хорошо проводящие включения находятся в плохо проводящей матрице) с использованием приведенных выше данных приводит к объемному содержанию плохо проводящей компоненты ≈ 0.42 . Это значение близко к оцененному выше относительному объему расплава. Данный факт подтверждает высказанное предположение о неоднородной структуре проводимости металлической частицы.

Таким образом, выявленное различие электропроводностей пудры и порошка можно объяснить тепловой неравновесностью состояния порошка.

Полученный в настоящей работе массив экспериментальных данных (см. табл. 2) достаточно разнороден. В него входят данные для порошков разных металлов, имеющих разную пористость. Диапазон регистрируемой электропроводности составляет два порядка величины. Минимальная электропроводность обнаружена для высокопористой меди. В то же время высокая электропроводность зарегистрирована для олова и свинца, которые в обычных условиях считаются не столь хорошими металлами. Такой противоречивый на первый взгляд характер экспериментальных данных нуждается в осмыслении.

На рис. 6 показано отношение электропроводности ударно-сжатого порошка к электропроводности сплошного вещества при нормальных условиях (σ/σ_0) в зависимости от отношения плотности ударно-сжатого вещества к плотности сплошного вещества при нормальных условиях (ρ/ρ_0). На рисунке представлены все экспериментальные данные, полученные в настоящей работе. Показана также точка, соответствующая ударно-сжатому порошку кремния, который металлизирован при силь-

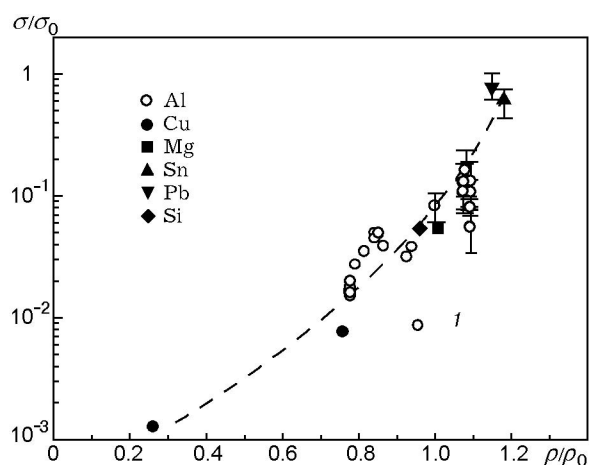


Рис. 6. Относительная электропроводность при ударном сжатии порошков металлов в зависимости от относительной плотности вещества в ударной волне:

1 — точка, соответствующая минимальной интенсивности ударной волны в алюминиевой пудре

ном сжатии [35]. Значения электропроводности сплошных металлов при нормальных условиях взяты из [41] (Al — $4 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, Cu — $6.5 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, Mg — $2.5 \times 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, Sn — $9.9 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, Pb — $5.2 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), металлического сплошного кремния ($1.67 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) — из [44], где этот параметр найден при статическом сжатии монокристалла.

Из рис. 6 видно, что для разных веществ в широком диапазоне изменения пористости существует связь между электропроводностью вещества и его плотностью в сжатом состоянии. Отметим характерные особенности этой зависимости. 1. Для сравнительно небольших вариаций плотности диапазон изменения относительной электропроводности составляет три порядка величины. 2. На плоскости $(\sigma/\sigma_0, \rho/\rho_0)$ экспериментальные данные не проходят через точку (1,1). Это означает, что при сжатии порошка до плотности сплошного металла реализуется состояние, отличающееся от состояния сплошного металла при нормальных условиях. 3. Точка 1 соответствует минимальной интенсивности ударной волны в алюминиевой пудре. Ее положение на зависимости $\sigma(p)$ (см. рис. 4, а) указывает на вероятное влияние органических добавок. Поэтому результат эксперимента располагается вне основной последовательности точек на рис. 6. 4. Такое представление данных не отражает в

явном виде влияние температуры на электропроводность. Ясно, что данное построение не носит абсолютного характера и, в первую очередь, является описанием проведенных экспериментов. Вместе с тем в отсутствие массового перехода вещества в газообразное состояние влияние температуры ограничено. Действительно, электропроводность классических металлов при нагреве на 10^3 К уменьшается в несколько раз; при последующем плавлении изменение электропроводности также ограничено. Диапазон изменения электропроводности на рис. 6 значительно больше, поэтому для представленных данных температурный фактор, по-видимому, не является главным.

Из выявленной качественной связи можно сделать вывод, что основным параметром, определяющим электропроводность ударно-сжатого порошка в проведенных опытах, является относительное сжатие вещества.

ВЫВОДЫ

Электропроводность ударно-сжатых металлических порошков значительно меньше, чем у сплошных металлов. Максимальная электропроводность ударно-сжатой алюминиевой пудры составляет $\approx 5 \%$ от электропроводности алюминия при нормальных условиях. Вместе с тем этого достаточно для использования эффекта ударно-индуцированной проводимости в задачах импульсной электрофизики больших мощностей.

Измерения электропроводности позволяют лучше охарактеризовать состояние ударно-сжатого вещества. Ударно-сжатые металлические порошки характеризуются однородной по толщине слоя макроскопической электропроводностью. Очевидно, это связано с отсутствием превращений или химических реакций в веществе. Измерения электропроводности обнаруживают тепловую неравновесность ударно-сжатия порошков, которая существенна для крупных частиц, не успевающих прогреться за время ударного сжатия.

В проведенных опытах с порошками насыпной плотности параметром, определяющим электропроводность, является плотность ударно-сжатого вещества. Данные для разных веществ можно качественно описать одной зависимостью.

Полученные экспериментальные данные полезны для оптимизации электрофизических

устройств, использующих эффект ударно-индуцированной проводимости.

Автор выражает благодарность А. А. Букаемскому за предоставленную фотографию алюминиевой пудры, А. М. Трубочеву и В. С. Прокопьеву за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Прюммер Р.** Обработка порошкообразных материалов взрывом. М.: Мир, 1990.
2. **Batsanov S. S.** Effects of Explosions on Materials: Modification and Synthesis under High-Pressure Shock Compression. New York; Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 1994.
3. **Дремин А. Н., Похил П. Ф., Арифов М. И.** Влияние алюминия на параметры детонации тротила // Докл. АН СССР. 1960. Т. 131, № 5. С. 1140–1142.
4. **Анискин А. И.** Детонация взрывчатых веществ с алюминием // Детонация и ударные волны. Черноголовка, 1986. С. 26–32.
5. **Гришкин А. М., Дубнов Л. В., Давыдов В. Ю. и др.** Влияние добавок порошкообразного алюминия на параметры детонации мощных ВВ // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 2. С. 115–117.
6. **Имховик Н. А., Соловьев В. С.** Окисление дисперсного алюминия в продуктах детонации конденсированных ВВ // Proc. 21th Intern. Pyrotechnics Sem. М.: IChP RAS, 1995. P. 316–331.
7. **Ермолаев Б. С., Хасаинов Б. А., Боден Ж., Прель А.-Н.** Поведение алюминия при детонации вторичных ВВ. Сюрпризы и интерпретации // Хим. физика. 1999. Т. 18, № 6. С. 60–69.
8. **Архипов В. И., Махов М. Н., Пепкин В. И., Щетинин В. Г.** Исследование детонации алюминизированных ВВ // Хим. физика. 1999. Т. 18, № 12. С. 53–57.
9. **Гилев С. Д., Трубочев А. М.** Получение сильных магнитных полей ударными волнами в веществе // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, вып. 15. С. 914–917.
10. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубочев А. М.** Ударно-волновые МК-генераторы // Сверхсильные магнитные поля: Физика. Техника. Применение: Тр. 3-й Междунар. конф. по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственными экспериментам / Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. Новосибирск, 1983; М.: Наука, 1984. С. 88–93.
11. **Nagayama K., Oka T., Mashimo T.** Experimental study of a new mechanism of magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in silicon // J. Appl. Phys. 1982. V. 53, N 4. P. 3029.
12. **Nagayama K., Mashimo T.** Explosive-driven magnetic flux cumulation by the propagation of shock-compressed conductive region in highly porous metal powders // J. Appl. Phys. 1987. V. 61, N 10. P. 4730–4735.
13. **Гилев С. Д., Трубочев А. М.** Генерация магнитного поля детонационной волной // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72, вып. 4. С. 103–106.
14. **Гилев С. Д.** Коммутация тока детонационной волной в металлической губке // Журн. техн. физики. 1997. Т. 67, вып. 1. С. 122–124.
15. **Кузьмин Г. И., Пай В. В., Яковлев И. В.** Экспериментально-аналитические методы в задачах динамического нагружения материалов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2002.
16. **Гилев С. Д.** Электропроводность высокопористого алюминия в условиях ударно-волнового нагружения // Динамика сплошной среды. № 99: Взрывные и нестационарные процессы в сплошных средах. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1990. С. 105–109.
17. **Килер Р.** Электропроводность конденсированных сред при высоких давлениях // Физика высоких плотностей энергий / Под ред. П. Калдиrola, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 120–142.
18. **Набатов С. С., Дремин А. Н., Постнов В. И., Якушев В. В.** Измерение электропроводности серы при динамическом сжатии до 400 кбар // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 3. С. 143–145.
19. **Гатиллов Л. А., Кулешова Л. В.** Измерение высокой электропроводности в ударносжатых диэлектриках // ПМТФ. 1981. № 1. С. 136–140.
20. **Постнов В. И., Ананьева Л. А., Дремин А. Н. и др.** Электропроводность и сжимаемость серы при ударном сжатии // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 106–109.
21. **Nellis W. J., Weir S. T., Mitchell A. C.** Minimum metallic conductivity of fluid hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar) // Phys. Rev. B. 1999. V. 59, N 5. P. 3434–3449.
22. **Гилев С. Д., Трубочев А. М.** Метод измерения электропроводности вещества в ударных волнах // 4-е Всесоюз. совещ. по детонации, Телави, 1988: Доклады. Черноголовка, 1988. Т. 2. С. 8–12.
23. **Gilev S. D., Mihailova T. Yu.** The development of a method of measuring a condensed matter electroconductivity for investigation of dielectric-metal transitions in a shock wave // J. de Phys. IV. 1997. V. 5. Colloque C3, Supplement au Journal de Physique III, N 7. 5th Intern. Conf. on Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (EURODYMAT 97), September 22–26, 1997, Toledo, Spain. Les Editions de Physique. P. C3-211–216.
24. **Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю.** Токовая волна при ударном сжатии вещества в магнитном поле // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 5. С. 1–9.

25. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 10. С. 109–117.
26. Физика взрыва / Ф. А. Баум., Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
27. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ. 1981. № 2. С. 3–34.
28. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // Высокоскоростные ударные явления / Под ред. Р. Кинслоу. М.: Мир, 1973. С. 299–427.
29. Шехтер Б. И., Шушко Л. А. Ударные адиабаты некоторых слоистых пластиков // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 599–601.
30. Белошапко А. Г., Букаемский А. А. Ударная адиабата высокопористого алюминия // Ультрадисперсные материалы. Получение и свойства: Межвуз. сб. / Отв. ред. А. М. Ставер. Красноярск: КрПИ, 1990. С. 28–32.
31. Хвостов Ю. Б. Изучение физики ударных волн в пористых материалах: Отчет ИФЗ им. О. Ю. Шмидта. М., 1984.
32. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Сутулов Ю. И. и др. Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96, вып. 3(9). С. 1024–1038.
33. Хвостов Ю. Б. Получение неидеальной плазмы при ударном сжатии высокопористых металлов // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294, № 2. С. 302–306.
34. Oh K.-H., Persson P.-A. Equation of state for extrapolation of high-pressure shock Hugoniot data // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, N 10. P. 3852–3856.
35. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Измерение высокой электропроводности кремния в ударных волнах // ПМТФ. 1988. № 6. С. 61–67.
36. Бриджмен П. В. Новейшие работы в области высоких давлений. М., 1948.
37. Styris D. L., Duvall G. E. Electrical conductivity of materials under shock compression // High Temperatures — High Pressures. 1970. V. 2, N 5. P. 477–499.
38. Dick J. J., Styris D. L. Electrical resistivity of silver foils under uniaxial shock-wave compression // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 4. P. 1602–1617.
39. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник / Л. В. Гурвич, И. В. Вейц, В. А. Медведев и др. М.: Наука, 1978.
40. Тонков Е. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. М.: Наука, 1979.
41. Шматко О. А., Усов Ю. В. Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов: Справочник. Киев: Наук. думка, 1987.
42. Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов. М.: Наука, 1980.
43. Оделевский В. И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. I. Матричные двухфазные системы с невытянутыми включениями // Журн. техн. физики. 1951. Т. 21, вып. 6. С. 667–677.
44. Bundy F. P., Kasper J. S. Electrical behaviour of sodium-silicon clathrates at very high pressures // High Temperatures — High Pressures. 1970. V. 2. P. 429–436.

Поступила в редакцию 15/IV 2004 г.