

БОЛТАЧЕВ ГРЭЙ ШАМИЛЕВИЧ

**ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОРОШКОВ И ИХ ВЛИЯНИЕ
НА ПРОЦЕССЫ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОГО
КОМПАКТИРОВАНИЯ**

01.04.07 — физика конденсированного состояния
01.04.13 — электрофизика, электрофизические установки

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научные консультанты:

д.ф.-м.н. Волков Н.Б.

д.ф.-м.н. Зубарев Н.М.

Екатеринбург
2015

Работа выполнена в Лаборатории нелинейной динамики Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института электрофизики Уральского отделения Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Наймарк Олег Борисович**
доктор физико-математических наук,
заведующий Лабораторией физических основ
прочности ИМСС УрО РАН

Смирнов Сергей Витальевич
доктор технических наук,
Заместитель директора по научной работе
ИМаш УрО РАН

Яловец Александр Павлович
доктор физико-математических наук,
профессор Кафедры общей и теоретической
физики ФГБОУ ВПО "Южно-Уральский
государственный университет"

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт структурной
макрокинетики и проблем материаловедения
Российской академии наук

Защита состоится "26" мая 2015 г. в 13 часов на заседании Диссертационного совета Д004.024.01 в Институте электрофизики УрО РАН (620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, д.106).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУН Института электрофизики УрО РАН и на сайте "<http://www.iep.uran.ru/diss/zased/>".

Автореферат разослан "___" марта 2015 г.

Учёный секретарь
Диссертационного совета,
доктор физико-математических наук



Н.Н.Сюткин

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Процессы компактирование наноразмерных порошков, представляют значительный интерес в связи с получением новых материалов с уникальными свойствами [1]. Широкую сферу применения имеет оксидная керамика. Так, нанокерамика на основе оксида циркония перспективна для твердооксидных топливных элементов [2], прозрачная керамика оксида иттрия рассматривается как рабочая среда твердотельных лазеров [3], прочностные и антикоррозионные свойства оксида алюминия обеспечивают его высокую востребованность в качестве конструкционного материала [4]. Существенные успехи по консолидации порошков достигнуты в рамках традиционной методики "холодное прессование + спекание", которая глубоко проработана в предыдущие полвека в применении к обычным и микроразмерным порошковым материалам [1, 5]. Их компактирование, как правило, проводилось статическими, или высокоскоростными (ударными, взрывными) методами. Консолидация наноразмерных порошков оказалась гораздо более сложной задачей. В экспериментах была обнаружена крайне низкая уплотняемость нанопорошков — т.н. размерный эффект в процессах компактирования: чем меньше размер частиц порошка, тем более высокие давления прессования необходимы для достижения заданной плотности [1]. В виду необходимости применения экстремально высоких давлений, подчас превышающих пределы прочности используемого оборудования, традиционные способы статического прессования оказались мало эффективны для компактирования нанопорошков. Высокоскоростные методы характеризуются непредсказуемостью и сильным разрушительным воздействием — за ударной волной сжатия, как правило, следует волна(ы) растяжения. Методы магнитно-импульсного прессования [2–4] занимают промежуточное положение по скорости воздействия между статическими и высокоскоростными методами. Относительно медленное нарастание и спад импульса внешней нагрузки не приводит к образованию в уплотняемом материале ударных волн. В то же время, относительно высокая скорость движения среды позволяет реализовать инерционный механизм уплотнения, за счет чего достигаются высокие давления прессования [2]. Отмеченные обстоятельства предопределили высокую перспективность развития магнитно-импульсных методов компактирования и, как следствие, высокую актуальность их глубокого теоретического изучения.

Перспективность использования магнитно-импульсных методов для формирования наноразмерных порошков была продемонстрирована в работах [6, 7]. Используя одноосное прессование, были получены компакты оксида алюминия с пористостью менее 30%, что существенно упрощает проблему сохранения нано-

структуры на этапах последующего спекания. Несмотря на длительную историю экспериментальных исследований необходимое теоретическое описание, позволяющее проводить детальное и глубокое изучение процессов магнитно-импульсного прессования нанопорошков, до настоящего времени отсутствовало. Многочисленные предшествующие исследования были направлены на описание отдельных составляющих данных процессов: свойства порошковой среды при статическом нагружении [5], генерация сильных импульсных магнитных полей [9,10], магнитно-импульсная обработка металлов [11]. В связи с этим, одной из задач настоящего исследования является построение теоретических моделей, объединяющих все компоненты процесса магнитно-импульсного прессования и взаимосогласованно описывающих как динамику электрической схемы, посредством которой генерируется необходимый импульс магнитного поля, так и динамику деформируемой (перемещаемой) механической системы.

Одной из наиболее сложных проблем в рамках данной задачи является описание механических свойств наноразмерного порошка. Уплотнение порошка при компактировании носит необратимый характер и сопровождается диссипацией энергии за счет процессов трения на межчастичных контактах. Поскольку скорость диссипации энергии при трении линейно пропорциональна скорости относительного перемещения тел (закон сухого трения Кулона), то наиболее обоснованное описание порошкового тела достигается в рамках теории пластично-упрочняющегося пористого тела [5]. Мы в рамках данной теории используем полуэмпирический подход, когда зависимость предела текучести от плотности (закон упрочнения), определяется на основании экспериментальных адиабат сжатия. Математический аппарат теории пластичного пористого тела позволяет установить упругое противодействие, границу инициирования пластично-необратимых процессов, тензор напряжений в уплотняемой среде и т.д. В то же время, в применении к оксидным нанопорошкам, частицам которых не свойственно пластичное деформирование, основные положения теории (предел текучести, упрочнение) приобретают достаточно условный характер, а специфические особенности поведения нанопорошков, например, размерный эффект, оказываются за рамками теории. В связи с этим высокую актуальность приобретают верификация и дальнейшее развитие континуального подхода.

Альтернативное описание изучаемых объектов (оксидных нанопорошков) возможно в рамках микроскопического подхода, когда их поведение моделируется методом гранулярной динамики [12]. Данный подход активно развивается в настоящее время применительно к описанию микронных, и более крупнозеренных, порошков [13–15]. Наноразмерные порошки, особенно порошки на основе

Al_2O_3 , получаемые в ИЭФ УрО РАН методами лазерной абляции и электрического взрыва проводников [16], представляют собой идеальный объект для численного моделирования. Отдельные частицы данных порошков характеризуются высокой сферичностью и прочностью, т.е. ведут себя подобно упругим шарикам, не подверженным смятию или разрушению вплоть до экстремально высоких напряжений. Последнее существенно упрощает компьютерное моделирование методом гранулярной динамики и позволяет вывести его на максимально строгий теоретический уровень. Главной характеристикой порошкового тела на микроуровне, а значит — первопричиной его механических свойств, являются свойства и взаимодействия отдельных частиц. Проблемы межчастичных взаимодействий обсуждались в научной литературе, в основном, применительно к описанию крупных порошков (микронного, либо миллиметрового размеров) [17]. Так, упругое отталкивание частиц традиционно описывается законом Герца, который строго применим лишь в области бесконечно малых деформаций и напряжений. Силы дисперсионных притяжений не играют для микронных порошков столь значительной роли, как для нанопорошков, поэтому учитываются весьма схематично [18–20]. Необходимость более строгого описания межчастичных взаимодействий, определяющих поведение наноразмерных порошков, требует глубокой ревизии традиционно используемых законов и соотношений.

Цель работы. В силу выше перечисленных проблем целью диссертационной работы является теоретическое исследование особенностей межчастичных взаимодействий в наноразмерных порошках, обусловленной ими специфики механических свойств порошкового тела на макроуровне (например, размерные эффекты при компактировании), и построение теоретических моделей процессов магнитно-импульсного прессования, в ходе которых удастся преодолеть низкую прессуемость нанопорошков.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые:

- Предложена стержневая модель контактного взаимодействия, которая описывает упругое взаимодействие сферических частиц в широкой области деформаций и напряжений. Модель имеет корректные асимптотики в пределе малых деформаций, где она переходит в закон Герца, и в пределе сильных деформаций, где она в согласии с данными по моделированию частиц методом конечных элементов дает более сильное отталкивание, чем модель Герца.
- В рамках стержневой модели контакта получено аналитическое решение классической задачи Миндлина — о тангенциальном взаимодействии прижатых частиц при их относительном сдвиге параллельно плоскости контакта.

- Предложены модификации формулы Гамакера для энергии дисперсионного притяжения, позволяющие описывать взаимодействие наночастиц на любых расстояниях. Необходимый для малых расстояний "минимальный межчастичный зазор" определен на основе асимптотического перехода от взаимодействия макрочастиц к взаимодействию отдельных молекул. Для относительно больших расстояний (порядка 100 нм) предложен модельный потенциал межмолекулярного взаимодействия, который учитывает эффект запаздывания и, в то же время, позволяет аналитически взять интеграл Гамакера.
- В рамках метода гранулярной динамики достигнуто количественное согласие с экспериментальными данными о компактировании нанопорошков различной дисперсности и показано, что дисперсионное притяжение наночастиц является основным фактором, ответственным за существование размерных эффектов в процессах компактирования наноразмерных порошков.
- Обнаружена слабая чувствительность нанопорошков к схеме внешнего нагружения: плотность компакта в основном определяется максимальной компонентой тензора напряжений и слабо меняется при переходе от одноосного прессования к всестороннему.
- При сдвиговом нагружении модельных ячеек выявлена положительная дилатансия нанопорошков. Построены поверхности нагружения модельных систем и показано, что их форма в пространстве инвариантов тензора напряжений близка к эллиптической. Обнаружена неприменимость ассоциированного закона к описанию поведения нанопорошков в сложно напряженных состояниях.
- В рамках теории пластично-упрочняемого пористого тела построена полуэмпирическая модель нанопорошка, свободные параметры которой определены по экспериментальным адиабатам одноосного сжатия. Показано, что квазистатическое рассмотрение занижает уплотнение нанопорошков, реализуемое в магнитно-импульсных методах по схемам Z - и Θ -пинчей, что свидетельствует о необходимости учета инерционных эффектов.
- Построена теоретическая модель компактирования порошков на одноосном прессе, которая с высокой точностью воспроизводит доступные из эксперимента временные развертки тока в электрическом контуре и давлений прессования. В рамках построенной модели исследованы способы повышения эффективности прессования, например, одновременное увеличение индуктивности электрического контура и емкости используемой конденсаторной батареи.
- Промоделирован ударно-волновой режим работы одноосного прессы. В случае ударных волн малой амплитуды получено аналитическое решение зада-

чи об уплотнении порошка в результате многократных отражений ударного фронта на контактных границах с пуансонами. Показано, что низкая эффективность ударно-волнового режима связана с неидеальностью отражений, а максимальная плотность при многократном ударном воздействии определяется акустическим сопротивлением пуансонов.

- В процессах радиального компактирования по схемам Z и Θ -пинчей задача о динамике механической системы "проводящая оболочка + порошок" сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению на положение внешней границы порошка. Обнаружены и исследованы эффекты "периодичности" и "цикличности", приводящие к немонотонным зависимостям конечной плотности компакта от характеристик импульса внешнего давления. Локализованы и изучены "резонансные" условия прессования, при которых максимально эффективно используются инерционные свойства механической системы.
- Выделен безразмерный комплекс параметров, который определяет динамику механической системы при прессовании тонкостенных порошковых изделий по схеме Z -пинча. Установлен интервал значений данного комплекса, соответствующий резонансным условиям прессования.
- Для геометрии Θ -пинча аналитически решены задачи о диффузии магнитного поля во внутреннюю полость неподвижной оболочки как при отсутствии в ней других проводящих тел, так и при наличии стержня с заданной проводимостью. С учетом прочностных свойств оболочки локализована область ее размеров, где возможно ее расширение остаточным магнитным полем.
- Сформулирована полная система уравнений, описывающая процесс компактирования порошков в условиях Θ -пинча, которая учитывает, в частности, диффузию магнитного поля и неоднородный нагрев проводящих материалов. Для численного решения всех соответствующих уравнений в частных производных построены разностные схемы Кранка–Николсона. В ходе прямого сопоставления с экспериментальными данными показана высокая количественная точность сформулированной теоретической модели.

Теоретическая и практическая значимость работы. Теоретическая значимость диссертационной работы, в первую очередь, определяется получением новых фундаментальных научных результатов: предложена оригинальная стержневая модель контактного взаимодействия для описания упругих межчастичных сил в оксидных нанопорошках в условиях высоких внешних давлений; на основе модельного межмолекулярного потенциала аналитически выведено выражение для энергии дисперсионного притяжения частиц с учетом эффекта

запаздывания; установлено, что дисперсионные притяжения являются основной причиной размерных эффектов в процессах компактирования нанопорошков; построены поверхности нагружения нанопорошков и проанализирована применимость ассоциированного закона к описанию их поведения в сложно-напряженных условиях; получено аналитическое решение задач о диффузии магнитного поля в условиях Θ -пинча и показана возможность расширения цилиндрических проводящих оболочек за счет остаточного поля во внутренней полости; установлены условия максимально эффективной организации процессов магнитно-импульсного прессования, при которых давление прессования может многократно превышать давление исходного магнитного поля.

Практическая значимость работы связана с построением теоретических моделей, которые позволяют с высокой точностью описывать изучаемые процессы: одноосное прессование, радиальное прессование по схемам Z - и Θ -пинчей; а также исследовать влияние на результаты прессования любых параметров экспериментальных установок, и таким образом осуществлять поиск наиболее оптимальных условий и прогнозировать способы значительного повышения эффективности работы используемого оборудования.

Методы исследования. Микроскопическое описание наноразмерных порошков выполнено методом гранулярной динамики с учетом контактных взаимодействий частиц, сил дисперсионного притяжения, а также образования прочных межчастичных связей химической природы. С этой целью создан пакет программ для моделирования порошковых систем как в двухмерной, так и в трехмерной геометриях. Параметры модельных ячеек подбирались с таким расчетом, чтобы моделируемую систему можно было уверенно отождествлять с представительным элементом макроскопической порошковой среды.

Континуальное описание порошкового тела выполнено на основе теории пластично-упрочняемого пористого тела. Свободные параметры теории определены либо по экспериментальным адиабатам одноосного сжатия (полуэмпирический подход), либо на основании дискретных компьютерных моделей, изученных методом гранулярной динамики.

Теоретические модели по описанию процессов магнитно-импульсного прессования включают описание динамики электрического контура в рамках одноконтурной схемы и механической системы "ударник + порошок". В условиях Θ -пинча построенная модель включает численное решение уравнений в частных производных, описывающих диффузию магнитного поля в проводящие материалы и их неоднородный нагрев. Для этого были построены разностные схемы Кранка–Николсона. В случае неподвижной проводящей оболочки линейное

дифференциальное уравнение в частных производных, описывающее диффузию магнитного поля, решено аналитически в рамках преобразования Лапласа.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Модель контактного взаимодействия наночастиц, которая является обобщением традиционного закона Герца на широкую область деформаций и напряжений, а также аналитическое решение в рамках предложенной (*стержневой*) модели задачи Миндлина о тангенциальном взаимодействии частиц.
2. Основной фактор, отвечающий за наличие размерных эффектов в процессах компактирования оксидных нанопорошков, — дисперсионные притяжения отдельных частиц, учет которых в рамках моделирования методом гранулярной динамики позволяет достичь количественного согласия с имеющимися экспериментальными данными о кривых сжатия наноразмерных порошков.
3. Расчетные поверхности нагружения оксидных нанопорошков, вид которых в пространстве инвариантов тензора напряжений оправдывает использование теории пластично-упрочняемого пористого тела, и в то же время, вскрывает неприменимость ассоциированного закона для описания процессов деформирования нанопорошков в сложно напряженных условиях.
4. Теоретическая модель одноосного магнитно-импульсного прессования, которая воспроизводит экспериментальные данные по временным разверткам тока в электрическом контуре и по давлению прессования. На основе расчетов в рамках развитой модели обнаружена возможность существенного повышения эффективности одноосного прессования за счет варьирования индуктивности электрического контура.
5. Теоретическая модель ударно-волнового уплотнения нанопорошков на одноосном прессе. Анализ полученных аналитических решений, в частности, показал, что основные "потери" энергии обусловлены неидеальностью отражения ударного фронта от границ уплотняемого тела, и в случае многократных ударных воздействий конечное состояние порошка определяется величиной акустического сопротивления пуансонов.
6. Обоснование инерционного механизма уплотнения порошков в магнитно-импульсных процессах радиального прессования по схемам Z - и Θ -пинчей. Выявлены и описаны инерционные эффекты "периодичности" и "цикличности"; установлены резонансные условия, в которых максимально эффективно используются инерционные свойства механической деформируемой системы "оболочка + порошок".

7. Теоретическая модель Θ -пинча, которая учитывает диффузию магнитного поля, нагрев материалов оболочки и соленоида, и с высокой точностью воспроизводит экспериментальные данные о прессовании нанопорошков на основе оксида алюминия и о расширении полых проводящих оболочек за счет остаточного магнитного поля во внутренней полости.
8. Аналитическое решение задач о диффузии магнитного поля во внутреннюю полость цилиндрических проводящих оболочек, как полых, так и при наличии во внутренней полости проводящего стержня. На основе полученных решений с учетом прочностных свойств оболочки установлена область ее размеров (толщина, диаметр), в которой может наблюдаться ее расширение под действием внутреннего "магнитного давления".

Степень достоверности и апробация результатов. Работа выполнена в лаборатории нелинейной динамики ИЭФ УрО РАН. Достоверность полученных в диссертационной работе результатов обеспечивается применением широко апробированных методов изучения порошковых тел, обоснованным выбором физических приближений и, главным образом, согласием полученных теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на следующих конференциях: VII Молодежный семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2006); II и IV Международные конференции "Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии" (Киев, НАНСИС-2007 и -2013); VII – X Международные научные конференции "Импульсные процессы в механике сплошных сред" (Николаев, 2007, 2009, 2011 и 2013); XV – XVIII Зимние школы по механике сплошных сред (Пермь, 2007, 2009, 2011 и 2013); IX Забабахинские Научные Чтения (Снежинск, 2007); XXIII Международная конференция "Уравнения состояния вещества" (п. Эльбрус, 2008); Харьковская нанотехнологическая ассамблея (Харьков, 2008); Российская конференция по теплофизическим свойствам веществ (Москва, 2008); 15-th International Symposium on High Current Electronics (Томск, 2008); Всероссийская конференция с международным участием "Топливные элементы и энергоустановки на их основе" (Черноголовка, 2010); IV и VI Международные научные конференции "Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур" (Харьков, ФММН-2010 и ФММН-2012); II и III Международные конференции "Modern problems of Condensed Matter" (Киев, 2010 и 2012); II, III и IV Международные конференции "Наноструктурные материалы: Беларусь-Россия-Украина" (Киев - 2010, Санкт-Петербург - 2012, Минск - 2014); Международ-

ная научная конференция "EURO PM2011 Congress and Exhibition" (Барселона, 2011); 17 Всероссийская научная конференция студентов-физиков (Екатеринбург, 2011); 1 и 3 Международные школы-семинары "Перспективные технологии консолидации материалов с применением электромагнитных полей" (Москва, 2012 и 2014); V международная конференция "Деформация и разрушение материалов и наноматериалов" (Москва, 2013); 41-ая Международная летняя школа-конференция "Advanced Problems in Mechanics" (Санкт-Петербург, 2013); 4-ая Международная конференция "Nonlinear Dynamics – 2013" (Севастополь); XV Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2014); Научный семинар в Лаборатории электромагнитных методов производства новых материалов НИЯУ МИФИ (Москва, 2012); а также на научных семинарах в ИЭФ УрО РАН.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 39 печатных работ, в том числе 21 статья в рецензируемых научных журналах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Диссертация изложена на 284 страницах, включая 136 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 289 наименований.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи работы, научная новизна, теоретическая и практическая значимость, методы исследования, основные положения, выносимые на защиту, приведено краткое содержание работы.

В первой главе диссертации проанализированы межчастичные взаимодействия в оксидных нанопорошках [A13, A14, A16-A18]. Для описания сил упругого отталкивания наночастиц предложена *стержневая модель* контакта, которая представляет собой обобщение традиционной контактной модели Герца [21]. Закон Герца, как известно, строго обоснован для бесконечно малых деформаций. Моделирование упругих сфер методом конечных элементов [22] показывает, что закон Герца применим для количественных оценок в области, где относительная деформация частиц составляет десятые доли процента. В то же время, низкая прессуемость нанопорошков вынуждает использовать высокие давления прессования, когда деформации частиц достигают существенно больших значений. Предлагаемая для адекватного описания взаимодействий в условиях высоких нагружений *стержневая модель* основывается на следующей идее: реальные деформация и напряжения для нормального сжатия частиц диаметром

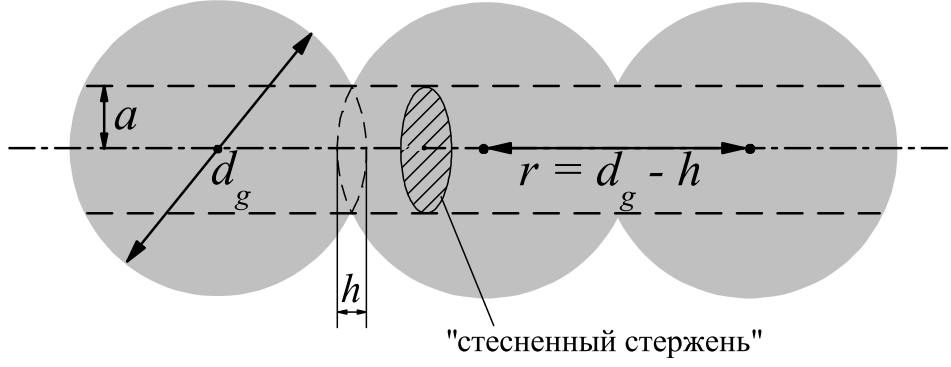


Рисунок 1: Схематическое изображение цепочки сжатых изначально сферических частиц.

d_g аппроксимируются в виде суммы решения Герца и решения, соответствующего сжатию стесненного стержня с радиусом a равным радиусу контактной площадки, см. рис. 1. В результате получено обобщение закона Герца в виде взаимосогласованных выражений для силы упругого отталкивания f_e частиц и радиального распределения нормальных напряжений $\sigma_n(\zeta)$ на контактной площадке [A16, A17]

$$f_e = \frac{d_g^2}{3} \frac{E}{1 - \nu^2} \left(\frac{h}{d_g} \right)^{3/2} - \frac{\pi}{4} \frac{E d_g^2 (1 - \nu)}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} \left[\frac{h}{d_g} + \ln \left(1 - \frac{h}{d_g} \right) \right], \quad (1)$$

$$\sigma_n(\zeta) = -\frac{4E}{\pi d_g (1 - \nu^2)} \sqrt{a^2 - \zeta^2} - \frac{E(1 - \nu)}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} \ln \left(\frac{d_g^2 - 4\zeta^2}{d_g^2 - 4a^2} \right), \quad (2)$$

где E и ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона частиц, $h = r - d_g$, r — расстояние между центрами частиц, $a = \sqrt{h d_g}/2$. Выражение (1) имеет физически корректные асимптотики как в области малых деформаций частиц, где оно переходит в закон Герца, так и в области больших деформаций и напряжений, где оно дает более сильное отталкивание, что согласуется с известными данными по моделированию методом конечных элементов [22].

Полученное распределение нормальных напряжений (2) на контактной площадке позволило корректно сформулировать для стержневой модели т.н. задачу Миндлина о тангенциальном взаимодействии прижатых частиц при сдвиговом нагружении контакта. Используя метод "поршней" Егера [23], получено строгое решение задачи Миндлина, которое представляет собой совокупность аналитических выражений, неявным образом определяющих зависимость между относительным сдвигом частиц δ и силой их взаимодействия f_t (см. рис. 2) [A17]:

$$\frac{\delta}{\mu d_g} = \frac{2 - \nu}{1 - \nu} \frac{a^2 - b^2}{d_g^2} + \frac{(2 - \nu)(1 - \nu)}{1 - 2\nu} \left[\sqrt{1 - \frac{4b^2}{d_g^2}} \operatorname{Arth} \left(\sqrt{\frac{4a^2 - 4b^2}{d_g^2 - 4b^2}} \right) - \frac{2\sqrt{a^2 - b^2}}{d_g} \right],$$

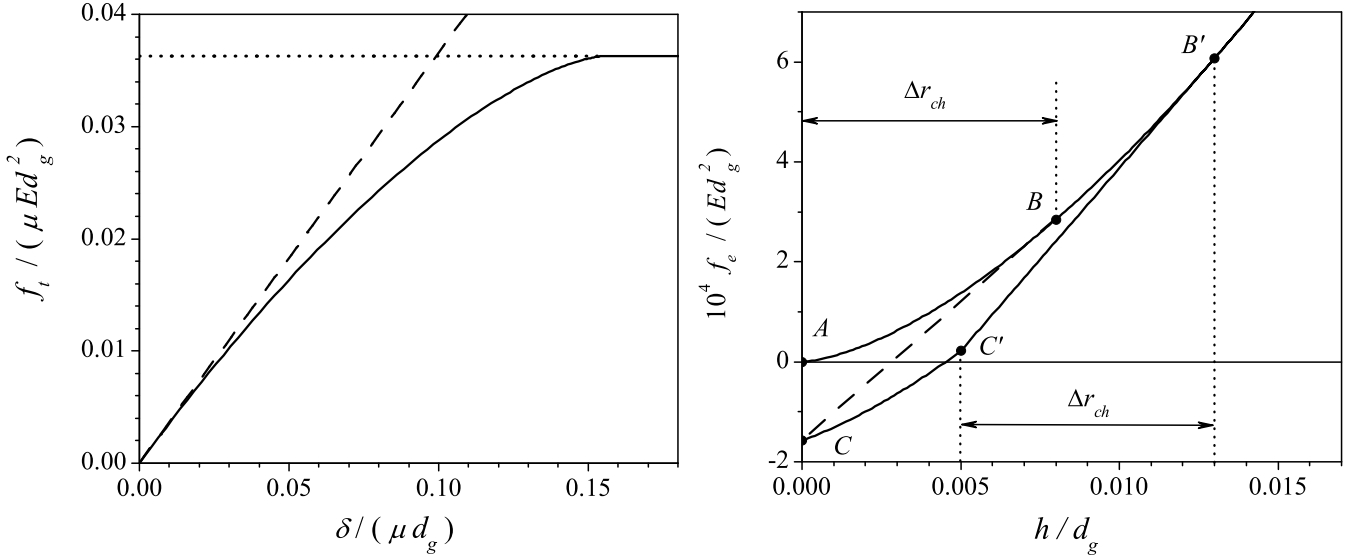


Рисунок 2: Зависимость тангенциальной силы f_t от сдвига частиц δ в соответствии с выражениями (3): $a = 0.2d_g$, $\nu = 0.25$. Асимптотика в области слабого нагружения (штриховая линия) и максимальное значение силы f_t (пунктирная прямая), определяются выражениями (4).

Рисунок 3: Сила упругого взаимодействия частиц в зависимости от величины перекрытия $h = d_g - r$. Параметры расчета: $\nu = 0.25$, $\Delta r_{ch} = 0.008$.

$$\frac{f_t}{\mu E d_g^2} = \frac{4(b/d_g)}{(2-\nu)(1+\nu)} \frac{\delta}{\mu d_g} + \frac{4}{d_g^2} \times \int_b^a \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{b}{t}\right) \right] \left[\frac{4\sqrt{a^2 - t^2}}{\pi d_g (1-\nu^2)} + \frac{1-\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} \ln\left(\frac{d_g^2 - 4t^2}{d_g^2 - 4a^2}\right) \right] t dt, \quad (3)$$

где b — радиус площадки сцепления (без проскальзывания), μ — коэффициент трения. При бесконечно малом нагружении реализуется полное сцепление на контакте ($b \rightarrow a$) и зависимость (3) линеаризуется, а в области высоких нагружений максимальные значения f_t ограничены законом сухого трения Кулона:

$$f_t = 4Ea\delta / [(2-\nu)(1+\nu)], \quad f_{t,\max} = \mu f_e. \quad (4)$$

К виду, аналогичному соотношениям (3), приведено решение Егера [23] для задачи о вращении прижатых частиц, которое определяет момент поверхностных сил M_p в зависимости от угла относительного поворота частиц θ_p .

Для учета прочных межчастичных связей, вводится дополнительный параметр Δr_{ch} . Принимается, что прочное сцепление между частицами возникает при уменьшении расстояния r между ними до значения $r_{\min} < d_g - \Delta r_{ch}$. После образования прочной связи при сжатии (уменьшение r) упругое взаимодействие продолжает подчиняться закону (1), а при растяжении имеем

$$f_e(r, r_{\min}) = f_e(r_{\min}) + \left(\frac{df_e}{dr} \right)_{r_{\min}} (r - r_{\min}). \quad (5)$$

Зависимость (5) описывает линейную взаимосвязь силы f_e и расстояния r вплоть до значения $r = r_{\min} + \Delta r_{ch}$. При дальнейшем увеличении r вводится частичное разрушение контакта, которое описывается увеличением параметра r_{\min} , так чтобы разность $r - r_{\min}$ оставалась равна своему максимальному значению Δr_{ch} . Характер изменения контактных сил проиллюстрирован на рис. 3. Первоначальное монотонное нагружение контакта соответствует закону (1) и идет по кривой ABB' . Разгрузка контакта от значений $h < \Delta r_{ch}$ (до образования прочной связи в точке B) происходит обратимым образом: вновь по кривой AB . Разгрузка от значения $h = \Delta r_{ch}$ (точка B — произошло образование прочной связи) описывается прямой BC . При достижении точки C происходит разрушение прочной химической связи, и сила взаимодействия переходит в точку A . При нагружении правее точки B , например, до точки B' , прямолинейный участок смещается к отрезку $B'C'$. Если состояние контакта смещается левее точки C' , то происходит одновременное равное смещение точек B' и C' , так что прямолинейный участок $B'C'$ перемещается влево. Последнее отражает частичное разрушение контакта и связанное с этим уменьшение контактной площадки.

Наличие прочного сцепления частиц обеспечивает строгое выполнение линейного закона (4) для тангенциального сдвига и аналогичного соотношения, известного как закон Рейсснера–Сагоси, для вращения частиц. Ограничения, связанные с законом сухого трения Кулона, при этом снимаются. Однако линейные зависимости $f_t(\delta)$ и $M_p(\theta_p)$ имеют естественное ограничение, связанное с разрушением прочной связи, когда тангенциальные напряжения в области контакта превышают сдвиговую прочность материала σ_b :

$$f_{t,\max} = \pi a^2 \sigma_b, \quad M_{p,\max} = (\pi/2) a^3 \sigma_b. \quad (6)$$

Если в момент достижения предельного касательного нагружения (6) расстояние между частицами $r < (d_g - \Delta r_{ch})$ (правее точки B на рис. 3), то происходит частичное разрушение прочной связи, и значению r_{\min} (координата точки B') присваивается текущее значение r . Если же расстояние между частицами $r > (d_g - \Delta r_{ch})$ (участок AB), то происходит полное разрушение прочной связи.

Помимо изменения контактных законов наличие прочной связи приводит к появлению упругости контакта "на изгиб". Для описания взаимодействия частиц при изгибе прочного контакта использовано решение задачи об упругом взаимодействии наклонного штампа с полупространством [24]. Получено:

$$M_r(\theta_r) = (4/3) E a^3 \theta_r / (1 - \nu^2), \quad M_{r,\max} = a f_e / 3, \quad (7)$$

где M_r — момент сил качения, θ_r — угол наклона контактной площадки. При достижении значения $M_{r,\max}$, в отличие от ситуации со сдвиговыми нагружени-

ями, уменьшения контактной площадки не происходит (точка B' на рис. 3 не смещается). Предполагается, что здесь реализуется процесс перекатывания, при котором контактная площадка просто перемещается по поверхности частиц.

Для описания сил дисперсионного притяжения частиц модифицировано известное выражение Гамакера [25]. В него введен минимальный межчастичный зазор $h_{\min} = \alpha d_0$ (d_0 — эффективный диаметр молекул, α — коэффициент пропорциональности), который помогает избежать сингулярности, характерной для классического выражения при непосредственном касании частиц. В частности, для силы притяжения частиц имеем

$$f_a(r) = \left(\frac{\partial E_a}{\partial r} \right) = \frac{A d_g^6}{6(r + \alpha d_0)^3 [(r + \alpha d_0)^2 - d_g^2]^2}. \quad (8)$$

Коэффициент α определен на основе предельного перехода к взаимодействию отдельных молекул [A13]. Это приводит к алгебраическому уравнению, численное решение которого дает $\alpha \simeq 0.24$. В случае прижатия частиц ($r < d_g$) сила дисперсионного притяжения полагается постоянной и равной величине $f_a(d_g)$, что соответствует традиционному "насыщению" ван-дер-ваальсовых сил [18].

В заключительных разделах первой главы проанализировано влияние эффекта запаздывания на величину сил притяжения [A14]. Предложен модельный межмолекулярный потенциал

$$\phi(r_{12}) = \phi_0(r_{12}) L_r (L_r^2 + r_{12}^2)^{-1/2}, \quad L_r = 23c / (3\pi w_0), \quad (9)$$

где ϕ_0 — "классический" потенциал ($\phi_0 \propto 1/r_{12}^6$), L_r — характерный масштаб эффекта запаздывания, c — скорость света, w_0 — частота энергетического перехода, отвечающего за дисперсионное притяжение. Потенциал (9) позволяет, с одной стороны, аппроксимировать более сложные эмпирические потенциалы межмолекулярного взаимодействия, а с другой стороны, аналитически взять интеграл Гамакера [25], описывающий дисперсионное притяжение макрочастиц. Анализируя полученный результат, в частности, показано, что эффект запаздывания почти вдвое уменьшает расстояние, на котором дисперсионные силы начинают преобладать над гравитационными. В то же время, на этих расстояниях (порядка 100 нм) силы притяжения уже на 3–4 порядка ниже, чем при непосредственном касании частиц, что оправдывает пренебрежение этим эффектом при моделировании процессов компактирования сухих нанопорошков.

Во второй главе построены дискретные модели нанопорошков и представлены результаты компьютерных экспериментов методом гранулярной динамики [A9,A12,A13,A15,A18,A21,A23]. Расчеты выполнены как в трехмерной, так и в упрощенной двухмерной геометрии. Модельная ячейка в 2D экспериментах

имела форму прямоугольника $x_{cell} \times y_{cell}$, а в 3D — прямоугольного параллелепипеда $x_{cell} \times y_{cell} \times z_{cell}$. На боковые стороны модельной ячейки накладывались периодические граничные условия. Сжатие модельной ячейки при моделировании, например, одноосного прессования осуществляли одновременным уменьшением высоты ячейки на величину $0.1d_g$ и пропорциональным перемасштабированием высот всех частиц. После каждого сжатия определялось новое равновесное положение частиц. Данная процедура соответствует прессованию порошка в квазистатических условиях. Для численной реализации такого процесса использован безинерционный алгоритм: очередные смещения частиц полагаются пропорциональными действующим силам, т.е. $\Delta \vec{r}_i = k_f \vec{f}_i$, где \vec{r}_i — радиус-вектор i -ой частицы, \vec{f}_i — действующая на нее суммарная сила. Для задания конкретного значения общему коэффициенту пропорциональности k_f оценивалась максимальная сила f_i в системе. Значение k_f устанавливалось таким, чтобы даже под действием этой максимальной силы смещение частиц не превосходило заданной величины. Смещение отдельных частиц определялось также характером изменения сил при их перемещении: частица i перемещалась не далее положения, где достигался минимум абсолютной величины суммарной внешней силы f_i . Данный алгоритм, как показали проведенные расчеты, позволяет на каждом шаге устойчиво находить новое положение равновесия моделируемой системы.

Для формирования стартовых структур использовались традиционные ("гравитационный" и "коллоидный") методы и оригинальный "кластерный" способ [A18]. Анализ традиционных методов выявил их существенные недостатки: необходимость формировать начальные структуры "с запасом", когда используется только средняя однородная часть засыпки; неанизотропность формируемых структур; заметное влияние размеров ячейки. Разработанный "кластерный" способ позволяет создавать изотропное распределение частиц, которые образуют двухмерный или трехмерный бесконечно-периодический связный кластер. В 3D-геометрии кластер состоит практически только из цепочек толщиной в 2 частицы, исключения составляют места "сшивания" соседних цепочек.

Модельную ячейку можно рассматривать в качестве представительного элемента, если ее размеры существенно превышают, во-первых, дальность корреляций в расположении частиц и, во-вторых, размеры структурных элементов моделируемой системы, т.е. пор. Выполнение этих условий контролировалось по характеру радиальной функции распределения $g(r)$: на расстоянии $r = L_{cell}/2$ (половина минимального из размеров ячейки) функция должна уверенно выходить на свое асимптотическое значение равное единице. Выполненный анализ показал, что в 3D-геометрии начиная с плотности $\rho = 0.24$ в пределах стати-

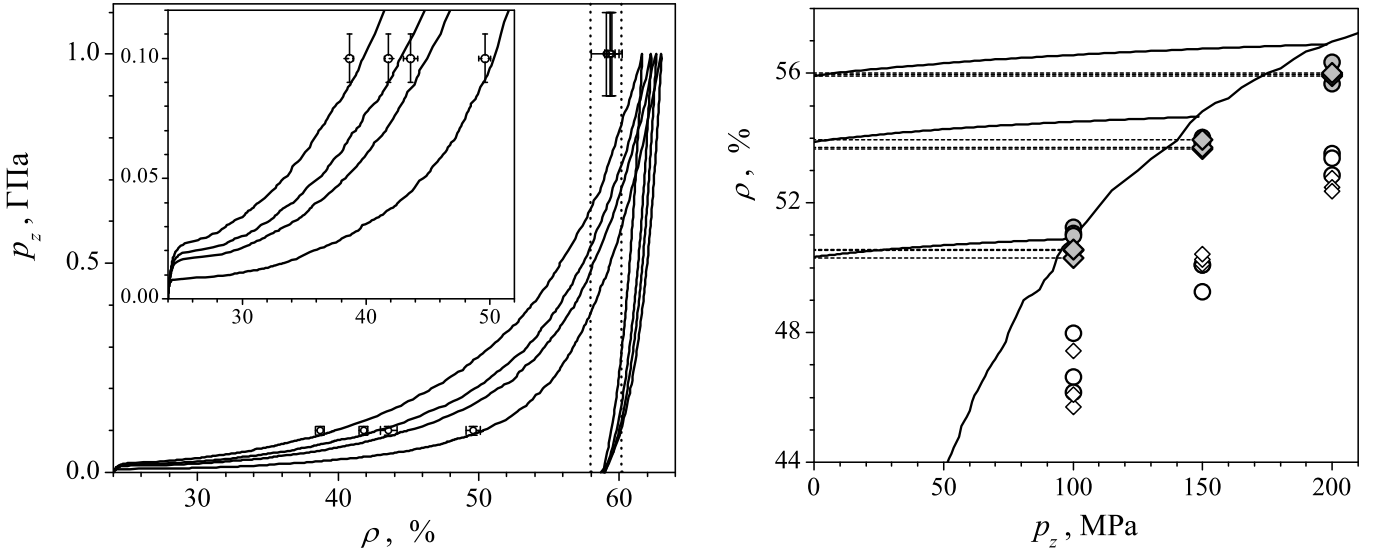


Рисунок 4: Осевое давление $p_z = -\sigma_{zz}$ в зависимости от плотности порошка при одноосном компактировании. Точки — экспериментальные данные [A12] для нанопорошков Al_2O_3 со средним размером частиц $d_g = 10, 16, 21$ и 38 нм. Линии — моделирование соответствующих монодисперсных систем. Параметры расчета: $x_{cell} = y_{cell} = 18d_g$; количество частиц — $N_p = 8000$; $\rho_0 = 0.24$; $\mu = 0.1$; $\Delta r_{ch} = 0.008d_g$; $\sigma_b = 0.018E$ (модельная система II). На вставке: область малых давлений в увеличенном масштабе.

Рисунок 5: Плотность порошка в зависимости от приложенного внешнего давления p_z . Точки — экспериментальные данные [A18] для Al_2O_3 (темные) и Y_2O_3 (светлые) по одноосному (ромбы) и всестороннему прессованию (круги). Линии — результаты моделирования по одноосному прессованию порошка Al_2O_3 : представлены кривая монотонного нагружения и линии упругой разгрузки от значений $p_z = 100, 150$ и 200 МПа. Параметры расчета: $d_g = 10.4$ нм, $\mu = 0.13$, $\alpha = 0.37$, $\Delta r_{ch} = 1.0d_g$ (прочное сцепление частиц отсутствует — модельная система I).

стической погрешности расчета функция $g(L_{cell}/2) = 1$, т.е. достигается достаточно однородное распределение частиц по модельной ячейке. В связи с этим для дальнейшего анализа в качестве начальной (засыпной) плотности моделируемых порошковых систем было выбрано значение $\rho_0 = 0.24$.

С целью выявления качественных закономерностей в двумерной постановке изучены процессы одноосного сжатия, и впервые детально исследован известный из натуральных экспериментов размерный эффект в процессах компактирования нанопорошков [A9]. Обнаружено, что дисперсионные межчастичные силы притяжения приводят к заметному ухудшению прессуемости мелкодисперсных порошков по сравнению с более крупнозернистыми порошками. Следовательно, изучение и описание размерного эффекта может строиться в рамках метода гранулярной динамики на основе учета сил дисперсионных притяжений.

Для количественной верификации дискретных моделей выполнено 3D моделирование одноосного компактирования порошков на основе оксида алюминия различной дисперсности [A18], по которым имелись соответствующие экспериментальные данные [A12]. Результаты представлены на рис. 4. Эксперименты

при $p_z = 100$ МПа отчетливо демонстрируют размерный эффект в процессах компактирования нанопорошков: чем меньше размер частиц порошка, тем ниже плотность, достигаемая при заданном давлении прессования. При повышении давления прессования до $p_z = 1$ ГПа размерный эффект исчезает. Рис. 4 показывает, что теоретическая модель воспроизводит данные натуральных экспериментов при значениях свободных параметров ($\mu = 0.1$, $\Delta r_{ch} = 0.008d_g$ и $\sigma_b = 0.018E$), которые представляются вполне разумными. Интересно отметить, что при давлении $p_z = 1.0$ ГПа различие по плотности между модельными системами остается, и составляет для систем с $d_g = 38$ нм и $d_g = 9.7$ нм около 1.5%. Однако после разгрузки (снятие осевого давления) различия по плотности исчезают. Аналогичная разгрузка от уровня $p_z = 100$ МПа (данные линии не показаны на рис. 4) понижает плотность всех модельных систем примерно на 0.6%. Таким образом, выполненное трехмерное моделирование подтвердило, что дисперсионные силы притяжения являются основным фактором, отвечающим за наличие размерных эффектов в процессах холодного прессования оксидных нанопорошков. Их учет позволяет достичь согласия с экспериментальными данными о плотности порошковых прессовок. Помимо кривых уплотнения анализировались радиальные функции распределения, координационные числа и пр.

Исследована уплотняемость нанопорошков в различных условиях компактирования: одноосное прессование в металлической матрице, двухстороннее (или радиальное) сжатие, всестороннее прессование, одноосное уплотнение с одновременным сдвиговым деформированием, и чисто сдвиговая деформация модельных систем. При сопоставлении с данными натуральных экспериментов установлены все необходимые параметры различных модельных систем: система I, в которой запрещено образование прочных межчастичных связей, является прообразом неотожженных порошков со слабой тенденцией к агломерации ввиду наличия на поверхности частиц большого количества адсорбатов; и система II, в которой возможно образование/разрушение прочных связей химической природы, — прообраз очищенных от адсорбатов нанопорошков, проявляющих сильную тенденцию к агломерации. Обнаружена (см. рис. 5), подтвержденная натурными экспериментами, крайне слабая чувствительность оксидных нанопорошков к геометрии внешнего нагружения [A18]: достигаемая плотность порошка при одноосном, двухстороннем или всестороннем компактировании отличается менее, чем на 1%, и определяется максимальной компонентой тензора напряжений.

Моделирование сдвиговых деформаций выявило заметную положительную дилатансию нанопорошков: при относительных плотностях выше 30%

сдвиговое деформирование модельных систем приводит к росту среднего (гидростатического) давления в системе (линия E на рис. 6). На основе анализа всех промоделированных процессов построены поверхности нагружения модельных систем I и II. Рис. 6 показывает, что в пространстве инвариантов тензора напряжений эти поверхности можно аппроксимировать кривыми эллиптического типа, сдвинутыми по гидростатической оси в сторону всестороннего сжатия. Последнее, в частности, оправдывает для феноменологического описания нанопорошков использование теории пластично-упрочняющегося пористого тела.

В третьей главе на основе теории пластично-упрочняющегося пористого тела [5] развивается полуэмпирический подход [A1, A10, A18, A20, A21], в рамках которого параметры деформационного упрочнения определяются по экспериментальным данным об одноосном прессовании наноразмерных порошков оксида алюминия. В качестве объектов исследования в дополнение к модельным системам I и II, представленным в предыдущей главе, выступают четыре порошка (P1–P4), характеристики которых приведены в таблице 1. Нанопорошки P1 и P3 получены методом электровзрыва проводников в Институте электрофизики УрО РАН [16]. Порошок P2 получен из P1 путем отжига при температуре 1200°C в течение 60 минут с целью перевода Al_2O_3 в α -фазу. Порошок P4 приобретен в компании Inframat Advanced Materials LLC (США).

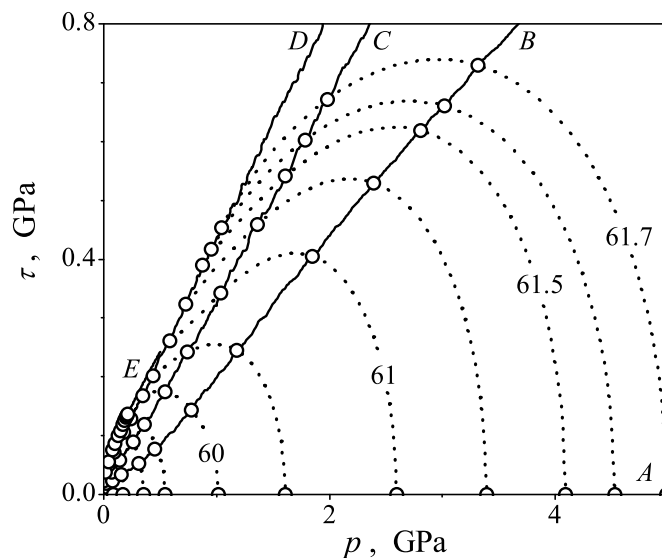


Рисунок 6: Поверхности нагружения (пунктирные линии) модельной системы I для фиксированных значений разгрузочной плотности в координатах "интенсивность девиатора напряжений — гидростатическое давление". Сплошные линии: кривые монотонного нагружения для процессов всестороннего /A/, двухстороннего /B/, одноосного /C/ прессования, уплотнения с одновременным сдвиговым деформированием /D/, и линия E, характеризующая процесс чистого сдвига.

Таблица 1: Характеристики исследуемых нанопорошков.

| Тип | Химический состав | Фазовый состав Al_2O_3 | Средний размер частиц | Рентген. плотн., ρ_g | Начальная плотн., $\rho_{d,0}$ |
|-----|--|---------------------------|-----------------------|---------------------------|--------------------------------|
| P1 | $(Al+1.3 \text{ wt } \% \text{ Mg})_2O_3$ | $0.85\gamma + 0.15\delta$ | 20 нм | 3.66 г/см^3 | 0.77 г/см^3 |
| P2 | $Al_2O_3+4 \text{ wt } \% \text{ MgAl}_2O_4$ | α | 90 нм | 3.99 г/см^3 | 1.08 г/см^3 |
| P3 | Al_2O_3 | $0.20\gamma + 0.80\delta$ | 20 нм | 3.66 г/см^3 | 1.33 г/см^3 |
| P4 | Al_2O_3 | α | 150 нм | 3.99 г/см^3 | 1.85 г/см^3 |

Поверхность нагружения нанопорошка принимается в виде [5]

$$p^2/\Psi(\theta) + \tau^2/\varphi(\theta) = (1 - \theta)\tau_0^2, \quad (10)$$

где $p = -\text{Sp}(\sigma_{ij})/3$ — гидростатическая составляющая тензора напряжений, $\tau = \sqrt{\tau_{ij}\tau_{ji}}$ — интенсивность девиатора напряжений $\tau_{ij} = \sigma_{ij} + p g_{ij}$ (g_{ij} — метрический тензор), $\theta = 1 - \rho$ — пористость, τ_0 — предел текучести материала. Искомые законы упрочнения $\tau_0(\Gamma_0)$ определялись из соотношений

$$p_z(\theta, \theta_0) = \left(\Psi + \frac{2\varphi}{3}\right)^{1/2} (1 - \theta)^{1/2} \tau_0(\Gamma_0), \quad \Gamma_0 = \int_{\theta}^{\theta_0} \frac{(\Psi + 2\varphi/3)^{1/2}}{(1 - \theta)^{3/2}} d\theta, \quad (11)$$

$$\varphi = (1 - \theta)^{5/3}, \quad \Psi = \frac{2}{3} \frac{1 - \theta + \theta^2/2}{\theta} \varphi(\theta),$$

где θ_0 — начальная (засыпная) пористость среды, Γ_0 — эффективная мера деформаций формоизменения. Используя экспериментальные данные о давлении одноосного прессования $p_{z,exp}(\theta, \theta_0)$, получены функции упрочнения порошков P1–P4, которые аппроксимированы формулами [A1,A20]

$$\tau_0 = k_1 \Gamma_0^{1/2} + k_2 \Gamma_0^{n1} / (k_3 + \Gamma_0^{n2}), \quad (12)$$

с коэффициентами: $k_1 = 530$ МПа, $k_2 = 2005$ МПа, $k_3 = 0.014$, $n1 = 6$, $n2 = 5.5$ /P1/; $k_1 = 1076$ МПа, $k_2 = 2478$ МПа, $k_3 = 0.00022$, $n1 = 4$, $n2 = 3.5$ /P2/; $k_1 = 464$ МПа, $k_2 = 1698$ МПа, $k_3 = 0.1$, $n1 = 6.5$, $n2 = 5.5$ /P3/; $k_1 = 250$ МПа, $k_2 = 5026$ МПа, $k_3 = 0.00023$, $n1 = 8$, $n2 = 7$ /P4/.

В рамках приближения однородного уплотнения порошковой среды записаны все необходимые соотношения, определяющие взаимосвязь различных компонент тензора напряжений с текущей плотностью прессовки, для процессов осесимметричного радиального сжатия порошковых заготовок, как цельных, так и при наличии жесткого стержня радиусом r_m на оси симметрии. В частности, для максимального внешнего давления p_{el} на боковой поверхности уплотняемого цилиндра (радиусом R_p), которое может быть скомпенсировано упругими напряжениями в порошковой заготовке, получено [A1,A10]

$$p_{el} = \sqrt{\frac{1 - \theta}{2} \frac{2\Psi + \varphi/3 + (r_m/R_p)^2 \varphi}{\sqrt{2\Psi + \varphi/3 + (r_m/R_p)^4 \varphi}}} \tau_0(\Gamma_0), \quad (13)$$

$$\Gamma_0 = \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{\varphi}{6} \left(1 + \frac{3r_m^4}{R_p^4}\right)} \frac{d\theta}{(1 - \theta)^{3/2}}.$$

На основе известных результатов классической задачи Ламе о распределении упругих напряжений в цилиндрической оболочке (с радиусами $R_d < R_c$)

рассчитана разность давлений Δp_c , снаружи и изнутри, которая компенсируется проводящей оболочкой в процессе ее пластичного деформирования:

$$\Delta p_c = \sqrt{2} \int_{R_d}^{R_c} \frac{\tau_c(r)}{r} dr = \sqrt{2} \int_{R_{d,0}}^{R_{c,0}} \frac{\tau_c(r_0)r_0 dr_0}{r_0^2 + R_d^2 - R_{d,0}^2}. \quad (14)$$

В качестве законов упрочнения оболочки $\tau_c(\Gamma_c)$ используются известные законы упрочнения меди и алюминия [26]. Квазистатическое радиальное сжатие механической системы "порошок + оболочка" происходит при внешнем давлении над проводящей оболочкой

$$p_c = p_{el}(\rho) + \Delta p_c(R_d(\rho)). \quad (15)$$

Расчеты по представленным соотношениям показывают, что несмотря на упругое противодействие используемых оболочек радиальное прессование по сравнению с одноосным позволяет достичь несколько более высоких значений плотности порошковых заготовок. В то же время, экспериментальные данные [27] демонстрируют гораздо более осязаемое изменение плотности при переходе от квазистатического нагружения при одноосном прессовании к динамическому нагружению при радиальном прессовании по схемам Z- и Θ -пинчей. Последнее связано с наличием инерционного эффекта: запасание энергии на начальной стадии в виде кинетической энергии оболочки и порошкового тела с последующим преобразованием запасенной энергии в работу компактирования. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что для достижения согласия с экспериментальными данными необходимо учитывать динамику процесса и инерционные свойства деформируемых систем "оболочка + порошок".

В последнем разделе третьей главы обсуждаются недостатки феноменологической теории, которые выявляются при ее сопоставлении с данными компьютерного моделирования. Применяя теорию пластично-упрочняемого пористого тела к различным процессам компактирования, в частности, получено, что при давлении прессования $p_z = 300$ МПа различия по плотности для процессов одноосного и радиального уплотнения должны составлять порядка 5%. Компьютерные эксперименты для модельных систем I и II демонстрируют при этом давлении существенно меньшие различия — около 1%. Т.е. континуальная теория не воспроизводит обнаруженную слабую чувствительность нанопорошков к изменению схемы прессования. Другим недостатком континуальной теории является ее неприменимость к описанию положительной дилатансии [A21]. Симметричность поверхности (10) относительно девиаторной оси предполагает отсутствие дилатансии. Устранить указанные недостатки позволяет сдвиг поверхности нагружения за счет усложнения основного уравнения теории (10).

Последнее, однако, потребует для надежного определения новых параметров дополнительных адиабат сжатия, соответствующих условиям прессования отличным от одноосного. В то же время, нас в дальнейшем будут интересовать процессы уплотнения (одноосное прессование, радиальное прессование сплошных цилиндров и радиальное прессование на жестком стержне), в которых состояние порошкового тела сосредоточено в области, ограниченной кривыми В и С на рис. 6. Здесь погрешность представленной континуальной теории, с симметричным эллипсом нагружения (10), составляет около 4–5% по плотности. Это не превышает погрешностей, связанных с разбросом экспериментальных данных: различие по плотности между экспериментальными адиабатами сжатия для порошка Р1 составляет около 5%, а для порошка Р2 — достигает 10%; разброс конечных значений плотности составляет около 5% для Θ -пинча и 7% — для Z -пинча. С учетом этого, для дальнейшего анализа, который будет, в частности, посвящен повышению достигаемой плотности компактов на 15–25% в связи с реализацией инерционных механизмов уплотнения, мы ограничимся сформулированной феноменологической моделью, т.е. ур. (10)–(15).

Рассчитанные поверхности нагружения модельных систем позволяют провести детальную проверку одной из традиционных гипотез теории пластичности, а именно, оценить применимость ассоциированного закона [5] для описания свойств нанопорошков. Одним из следствий ассоциированного закона является соосность девиаторов тензоров напряжений и скоростей деформаций, т.е. $\tau_{ij} \propto \gamma_{ij}$. Нетрудно убедиться, что в процессах А, В и С (см. рис. 6) выполнимость соосности гарантирована условиями симметрии [A21]: равенством напряжений по направлениям с одинаковой скоростью деформации. В случаях D (сжатие со сдвигом) и E (чистый сдвиг) соосность девиатора напряжений девиатору скоростей деформаций приводит к необходимости выполнения определенных нетривиальных соотношений между компонентами тензора напряжений:

$$\mathbf{D} : p_x^{(as)} = (2p_y + p_z)/3 ; \quad \mathbf{E} : p_x^{(as)} = (p_y + p_z)/2 . \quad (16)$$

Выполненное сопоставление величин $p_x^{(as)}$ с расчетными значениями p_x для модельных систем продемонстрировало хорошее совпадение значений p_x и $p_x^{(as)}$ в случае D-процесса, что можно расценивать как подтверждение ассоциированного закона. В случае процесса E различие между p_x и $p_x^{(as)}$ становится ощутимым: оно достигает 14% от разницы $p_z - p_y$. Последнее может быть связано с особым статусом процесса E, — близость, или даже отождествление, процесса E с границей разрушения порошкового тела; либо с нарушением коаксиальности тензоров напряжений и скоростей деформаций в условиях сдвиговой деформации.

Другим следствием ассоциированного закона является ортогональность век-

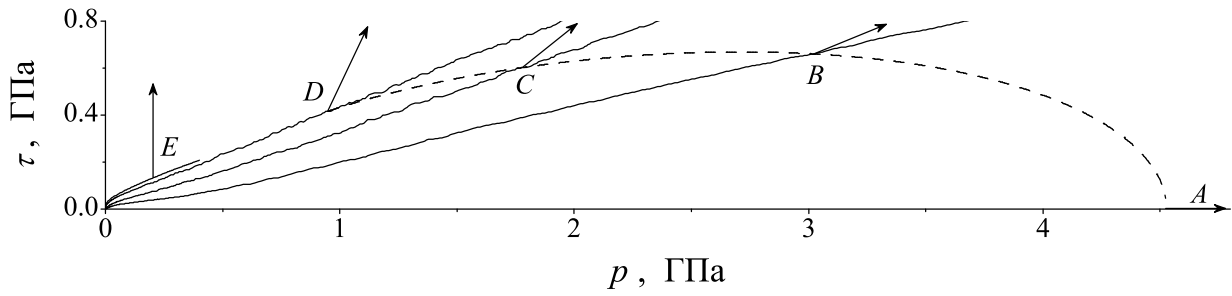


Рисунок 7: Зависимость интенсивности девиатора напряжений от гидростатического давления для модельной системы I. Сплошные линии соответствуют процессам А–Е (линия А совпадает с осью абсцисс), пунктирная линия — расчетная поверхность нагружения при разгрузочной плотности $\rho_u = 61.6\%$. Стрелки изображают векторы (e, γ) , определяющие ”направление” деформаций (здесь положительное значение e соответствует уплотнению).

тора (e, γ) , который задает ”направление” процесса деформирования, к поверхности нагружения на $p - \tau$ плоскости. Пример расчетной поверхности нагружения, а также векторы (e, γ) для исследованных в рамках гранулярной динамики процессов А–Е, представлены на рис. 7. Видим, что ортогональность к поверхности нагружения наблюдается только в тривиальном случае всестороннего сжатия. Все остальные векторы заметно отклоняются от нормали в сторону больших значений e , т.е. при реализуемых напряжениях материал в сравнении с ассоциированным законом демонстрирует слишком сильное уплотнение. Так, положение точек С и D на поверхности нагружения свидетельствует о необходимости разуплотнения в этих процессах, что принципиально противоречит проведенным численным экспериментам. Обнаруженное нарушение принципа ортогональности свидетельствует о том, что поверхность нагружения не совпадает с изоуровнями пластического потенциала, и следовательно, не может использоваться для оценки диссипативных свойств нанопорошковых систем.

Четвертая глава посвящена изучению процессов одноосного компактирования нанопорошков на магнитно-импульсном прессе, разработанном в ИЭФ УрО РАН [6, 8]. Построена теоретическая модель, которая включает согласованное решение дифференциальных уравнений, описывающих динамику электрического контура, генерирующего импульсное магнитное поле, и динамику механической системы, включающей разгоняемые части пресса [A19, A20].

Электрический контур описывается на основе одноконтурной схемы [9, 11]:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} L + \frac{dQ}{dt} \left(R + \frac{dL}{dx} \frac{dx}{dt} \right) + \frac{Q}{C} = 0, \quad L(x) = L_i(x_0 + x) + \Delta L, \quad (17)$$

где Q — заряд на конденсаторной батарее, t — время, L — индуктивность, $R = R_i + R_{cir}$, $R_i = 0.014$ Ом — сопротивление индуктора, R_{cir} — собственное сопротивление контура. Зависимость эффективной индуктивности индуктора L_i от расстояния x между ним и концентратором измерялась в ходе предварительных

экспериментов в стационарном режиме (относительно небольшой по амплитуде переменный ток с частотой 1000 Гц) и аппроксимировалась выражением

$$L_i(x) = L_{i,0} + (L_\infty - L_{i,0}) [1 - \exp(-x/d_L)] , \quad (18)$$

где $L_\infty = 21.1$ мкГн. Исследовано три различных концентратора: К1 — стальной, с медной пластиной сверху, суммарной массой $m_u = 4.395$ кг, параметры $L_{i,0} = 6.666$ мкГн, $d_L = 11.825$ мм; К2 — алюминиевый (1.491 кг, 7.288 мкГн, 12.385 мм); К3 — алюминиевый, с медной пластиной (2.030 кг, 6.451 мкГн, 12.527 мм). Параметры ΔL (поправка на нестационарность процесса) и R_{cir} определялись по временным разверткам тока $I = -(dQ/dt)$ через индуктор, промеренным в экспериментах с неподвижным концентратором. Наилучшее описание экспериментальных разверток $I(t)$ достигнуто при $\Delta L = 0.1$ мкГн; $R_{cir} = 0.014$ Ом (концентраторы К1 и К2), $R_{cir} = 0.020$ Ом (К3).

Динамика ускоряемой механической системы (концентратор + переходник + поршень) описывается уравнением [A19, A20]

$$M_u \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{dL}{dx} I^2 - p_n(\theta) S_p - p_{t,1} S_{t,1} - p_{t,2} S_{t,2} , \quad (19)$$

где $M_u = m_u + \Delta m$, $\Delta m = 1.296$ кг — суммарная масса переходника и поршня; p_n — осевое противодавление порошка; S_p — площадь прессовки; $p_{t,1}$ и $p_{t,2}$ — касательные напряжения на контактных границах поршня и матрицы ($S_{t,1}$), переходника и системы дегазации ($S_{t,2}$). Пористость порошка θ определяется смещениями верхнего (x) и нижнего (x_s) пуансонов:

$$(1 - \theta_0)/(1 - \theta) = 1 - (x - x_s)/h_0 , \quad h_0 = m_p/(\rho_{d,0} S_p) , \quad \rho_{d,0} = \rho_g(1 - \theta) , \quad (20)$$

где θ_0 и h_0 — начальные пористость и высота засыпки, m_p — масса порошка. Смещение нижнего пуансона обусловлено упругостью пресса: $p_n S_p = K_s x_s$, где эффективный коэффициент упругости $K_s = 150$ кН/мм. Свойства нанопорошка описывались либо в рамках теории пластично упрочняющегося пористого тела (порошки P1–P4), либо на основании численных экспериментов по модельным системам I и II. Коэффициент трения μ_f на контактных границах $S_{t,1}$ и $S_{t,2}$ выполнял роль свободного параметра теоретической модели и определен из условия наилучшего описания экспериментальных разверток давления p_n , представленных на рис. 8 и 9. Согласие теоретических и экспериментальных кривых $p_n(t)$ достигнуто при значениях $\mu_f = 0.23$ (порошок P3) и 0.15 (порошок P4). Отметим, что в рамках модели (17)–(20) мы не описываем стадию разгрузки порошка, поэтому теоретические кривые на рис. 8 и 9 выходят к концу процесса на постоянное (максимальное) значение. ”Отставание” экспериментальных кривых

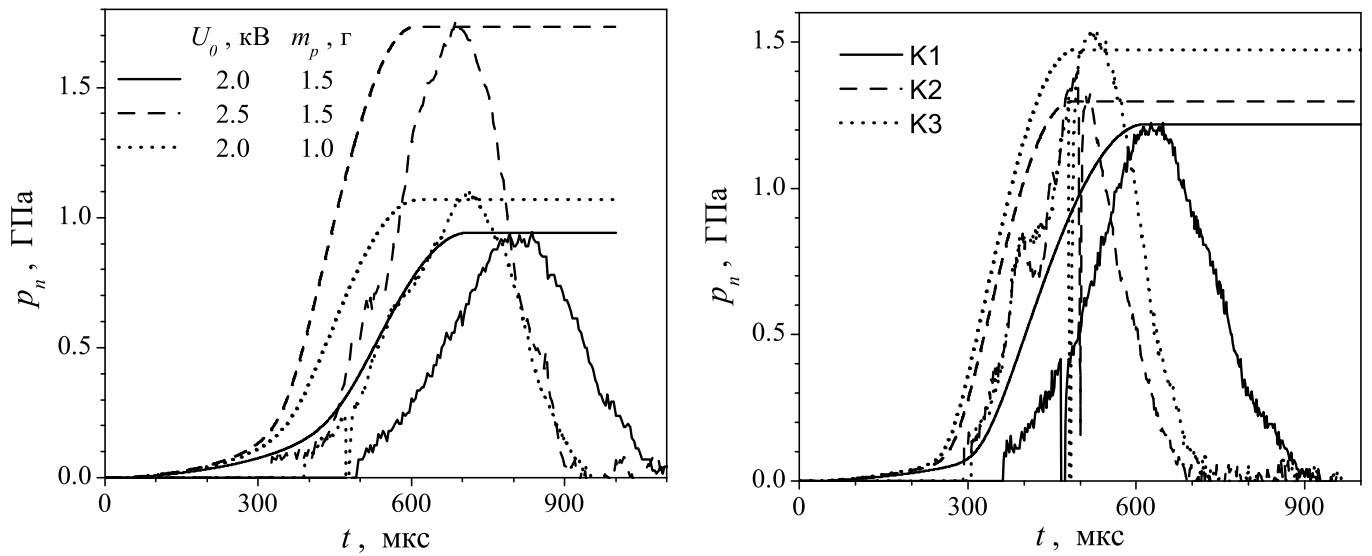


Рисунок 8: Временные развертки давления для порошка P3 при использовании концентратора K1: ломаные кривые — экспериментальные данные, гладкие кривые — расчеты при $\mu_f = 0.23$.

Рисунок 9: Временные развертки давления для порошка P4 ($m_p = 2.25$ г) при зарядном напряжении $U_0 = 2.0$ кВ для разных концентраторов. Ломаные кривые — экспериментальные данные, гладкие кривые — теоретический расчет при $\mu_f = 0.15$.

примерно на 100 мкс связано с конечной скоростью распространения импульса давления по экспериментальной установке, что не учитывалось в модели.

Проведенный анализ показал, что уплотнение порошка заметно отстает от динамики электрического контура. Это отставание, а также потери энергии, связанные с наличием диссипативных членов в уравнении (19), приводят к довольно низкой эффективности прессования. В частности, давления, которым подвергаются уплотняемые порошки на рис. 8 и 9, заметно ниже исходного ”магнитного давления” p_c , под которым подразумевается отношение силы, действующей на концентратор со стороны магнитного поля, к площади прессовки. Так, для концентратора K1 при зарядном напряжении $U_0 = 2.0$ кВ (сплошная и пунктирная линии на рис. 8) величина p_c достигает 1.7 ГПа. Проанализировано влияние различных параметров на эффективность компактирования. В частности, с уменьшением массы порошка максимальное уплотнение для всех концентраторов обнаружено в области довольно малых значений $m_p \simeq 0.1-0.4$ г. При дальнейшем уменьшении массы порошка к.п.д. процесса снижается вплоть до нуля, а вся работа, совершаемая поршнем при $m_p \rightarrow 0$, идет на упругое деформирование установки. Процесс в этом пределе полностью утрачивает свою эффективность, приближаясь к квазистатическому режиму. Влияние массы ударника отчасти демонстрирует рис. 9, который показывает улучшение прессования при использовании более легких концентраторов. В то же время, для всех концентраторов конечная пористость прессовок θ_{end} составляет около 34%, а к.п.д. процесса не

превышает 2–3%. Максимальному уплотнению, как показал анализ ($m_p = 1.5$ г, $U_0 = 2.0$ кВ), соответствует уменьшение массы ударника до $M_u \simeq 0.7$ кг. Конечная пористость компактов для порошка РЗ при этом составила бы 23%, а к.п.д. прессования — 3.6%. Дальнейшее снижение массы ударника вплоть до $M_u \rightarrow 0$, также как и в пределе малой массы порошка, приводит к реализации квазистатического режима прессования и к повышению конечной пористости.

Существенного повышения эффективности можно достичь, либо увеличивая индуктивность электрического контура, либо за счет перехода к двухстороннему прессованию симметрично расположенными ударниками [28]. В используемой установке полупериод электрических колебаний $T_{0,exp} = \pi\sqrt{CL(0)} = 383$ мкс. Теоретически промоделировано одновременное увеличение емкости C и начальной индуктивности $L(0)$ (не искажая зависимость $L_i(z)$, ур. (18)), что приводит, соответственно, к увеличению величины T_0 . При этом отношение $C/L(0)$ удерживалось на заданном уровне, чтобы амплитуда тока оставалась практически неизменной. В реальной установке это соответствовало бы подключению дополнительного соленоида и соответствующему увеличению конденсаторной батареи. Обнаружено, что вначале увеличение полупериода T_0 приводит к резкому повышению давления прессования, которое достигает максимальных значений, когда величина $T_0/2$ становится примерно равна протяженности процесса прессования. Так, при $T_0 = 1200$ мкс процесс прессования заканчивается к моменту $t_{end} = 760$ мкс, а давление прессования достигает значения $p_n = 2.24$ ГПа, что существенно превышает давление магнитного поля $p_c \simeq 1.5$ ГПа. Дальнейшее увеличение T_0 приводит к рассогласованию ”резонансных” условий прессования, и общая эффективность процесса падает. При использовании двух ударников, разгоняемых идентичными индукторами, для эффективной индуктивности, сопротивления контура, и пористости порошка имеем

$$L(x) = 2L_i(z_0 + x) + \Delta L, \quad R = 2R_i + R_{cir}, \quad \theta = 1 - \frac{1 - \theta_0}{1 - 2x/h_0}, \quad (21)$$

где x — смещение ударников. Увеличение суммарной индуктивности приводит к уменьшению амплитуды тока и, как следствие, к уменьшению ”магнитного давления”. Тем не менее, силовое воздействие на порошок не уменьшается, а как показывает выполненный анализ, — увеличивается, что приводит к повышению конечной плотности 65% (одностороннее прессование порошка Р4) до 70% (двухстороннее прессование). Это происходит благодаря, во-первых, исключению из процесса эффективной упругости установки и, во-вторых, увеличению периода собственных колебаний контура, что смещает режим работы установки в сторону ”резонансных” условий прессования.

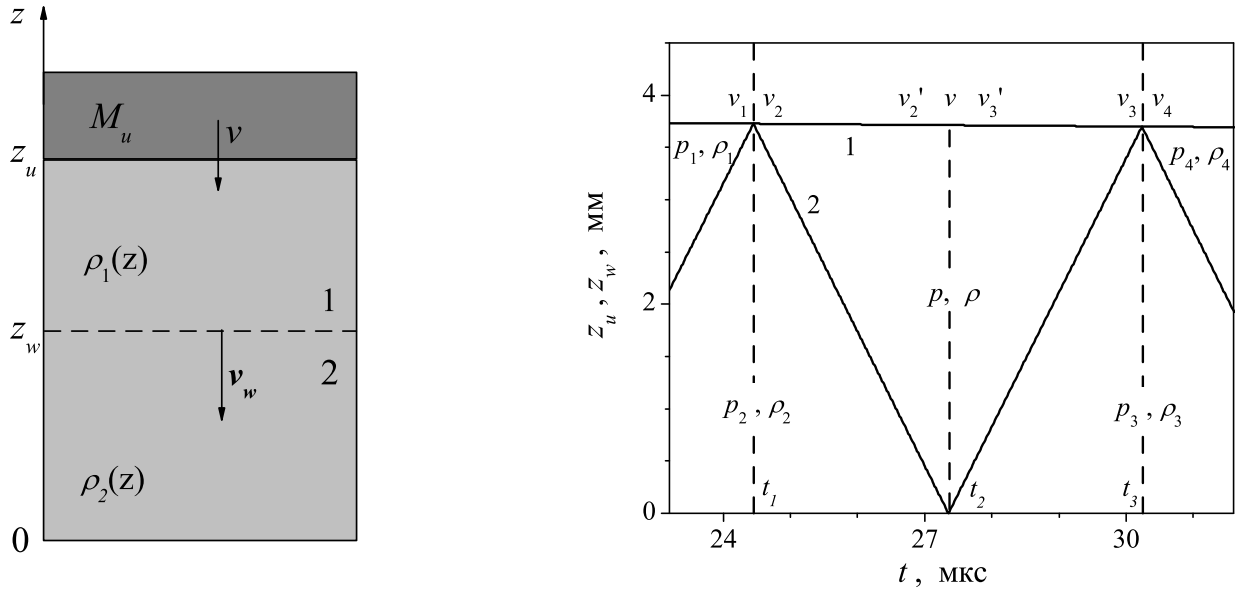


Рисунок 10: Распространения ударной волны по порошковому материалу.

Рисунок 11: Один цикл уплотнения, состоящий в пробеге ударным фронтом (линия 2) от ударника (линия 1) к основанию ($z = 0$) и обратно: порошок Р4, зарядное напряжение $U_0 = 2$ кВ.

В пятом и шестом разделах четвертой главы исследован ударный режим работы магнитно-импульсного прессы [А5, А6], когда стадии ускорения ударника и уплотнения порошка разнесены по времени за счет создания начального зазора между ударником и порошком. Порошковый материал уплотняется на фронте ударной волны (см. рис. 10), которая возникает в момент соприкосновения разогнанного ударника с порошком. Изменение параметров ударного фронта при его отражении на контактных границах с верхним, либо нижним пуансоном (см. рис. 11) определяется решением стандартной задачи о распаде ударного фронта [29]. Например, при отражении от верхнего пуансона имеем

$$\tilde{v} = v - \frac{\tilde{p}_1 - p_1}{\sqrt{Z_p^2 + \rho_{pu}(\tilde{p}_1 - p_1)}}, \quad \tilde{p}_1 - p_2 = \frac{\tilde{\rho}_1 \rho_2}{\tilde{\rho}_1 - \rho_2} \tilde{v}^2, \quad (22)$$

где \tilde{v} — скорость движения вещества в области 1 за отраженным фронтом, p_1 — осевое давление порошка в области 1 до прихода волнового фронта, \tilde{p}_1 — после отражения, $Z_p = \rho_{pu} v_{s,pu}$ — удельное акустическое сопротивление пуансонов. Соотношения (22) определяют состояние уплотняемой среды после отражения фронта $\tilde{p}_1(\tilde{\rho}_1)$ и приобретаемую материалом пуансона в приконтактной области скорость \tilde{v} . Неидеальность отражения учитывается посредством перенормировки скорости ударника: $v_{new} = \tilde{v}$. При отражении фронта от нижнего пуансона вводится перенормировка $v_{new} = v - \alpha_w v_m$, где v_m — скорость, приобретаемая нижней контактной границей, α_w — свободный параметр. Торможение ударника определяется законом сохранения полного импульса системы. Так, при

движении ударного фронта вниз ($v_w < 0$) можем записать

$$(M_u + m_{p,1}) v = M_u v_* + S \int_{t_*}^t p_2(t) dt, \quad m_{p,1} = m_p - S_p \int_0^{z_w} \rho_2(z) dz, \quad (23)$$

где t_* — время отделения ударного фронта от ударника, $v_* = v(t_*)$, $m_p = m_{p,1} + m_{p,2}$ — масса порошка, S_p — площадь прессовки. Согласно с экспериментальными данными об ударном уплотнении нанопорошков [A5] достигнуто при $\alpha_w \simeq 0.5$. Сам процесс уплотнения происходит за счет многократных (>10) проходов ударным фронтом по уплотняемому порошку с относительно небольшим уплотнением на каждом проходе. В итоге несмотря на ударно-волновой режим прессования конечная прессовка характеризуется достаточно однородным распределением плотности.

Установленный характер изучаемого процесса (малая амплитуда ударного фронта, итоговая однородность уплотнения гранулированной среды) позволил предложить более простой способ математического описания. В приближении ударных волн малой амплитуды задача об ударно-волновом уплотнении порошка сведена к системе дифференциальных уравнений [A5]

$$\frac{d\rho_d}{dt} \frac{m_p}{S_p} = \rho_d^2 v, \quad \frac{dv}{dt} \frac{m_p}{S_p} = -\phi_z (1 + \alpha_w) \rho_d v_s v - m_r p, \quad (24)$$

где $\phi_z = \rho_d v_s / Z_p$; $v_s = \sqrt{\partial p / \partial \rho_d}$; $m_r = m_p / M_u \ll 1$. В области малых значений зарядного напряжения, что вполне соответствует условиям экспериментов [A5], т.е. при относительно слабом конечном уплотнении: $\rho_d - \rho_{d,0} \ll \rho_{d,0}$ (где $\rho_{d,0}$ — начальная плотность), система (24) линеаризуется, что позволяет записать ее аналитическое решение. Так, при отрицательной величине дискриминанта ($D = \phi_{z,0}^2 (1 + \alpha_w)^2 - 4m_r$) получено

$$\frac{\rho_{d,end} - \rho_{d,0}}{\rho_{d,0}} = \frac{v_0}{v_{s,0} \sqrt{m_r}} \exp \left[-\frac{\arctg(\sqrt{m_\phi - 1})}{\sqrt{m_\phi - 1}} \right], \quad m_\phi = \frac{4m_r}{\phi_{z,0}^2 (1 + \alpha_w)^2}. \quad (25)$$

Сопоставление с непосредственным численным решением задачи показывает, что соотношение (25) позволяет корректно воспроизводить конечное состояние порошка вплоть до величины зарядного напряжения емкостного накопителя $U_0 \simeq 2$ кВ (начальная скорость ударника $v_0 \simeq 12$ м/с). Анализ полученного решения показывает, что основные потери энергии при ударно-волновом уплотнении связаны с неидеальностью отражения ударного фронта на границах уплотняемого порошкового тела с верхним и нижним пуансонами.

В качестве возможного способа повышения плотности прессовок исследован процесс многократного ударного воздействия на порошковое тело. По мере

уплотнения порошка в результате произведенных ударов повышается величина его предела текучести и, как следствие, упругая граница осевого давления p_n . Это приводит к неизбежному появлению упругих предвестников, помимо фронтов пластично-необратимого уплотнения. При фиксированной начальной скорости ударника v_0 установлено максимально достижимое состояние порошка, характеризуемое давлением $p_n = p_{\max}$. Наличие предела p_{\max} связано с тем, что скорость ударника в процессе упругого сжатия порошка падает до нуля еще до достижения уплотняемой средой поверхности текучести. Линеаризация данной задачи позволила получить для расчета величины p_{\max} уравнение [А6]

$$\frac{dy}{dx} = \frac{-x}{\beta x + m_r y}, \quad (26)$$

где $y = p/(\rho_n c_s^2)$, $x = v/c_s$, $\beta = c_s \rho_n (1 + \alpha_w)/(Z_p + c_s \rho_n)$; а величины ρ_n и c_s характеризуют упругую область состояний: $p = p_n + c_s^2(\rho - \rho_n)$. В пределе малых количеств порошка полученное уравнение, в частности, дает

$$p_{\max} = Z_p v_0 / (1 + \alpha_w), \quad (27)$$

т.е. максимальное уплотнение, достигаемое в результате многократного ударного воздействия на порошок, определяется акустическим сопротивлением пуансонов и не зависит от масс порошка и ударника.

В пятой главе анализируются процессы радиального уплотнения цилиндрических порошковых заготовок в проводящих оболочках по схемам Z - и Θ -пинчей [А10]. Задача об описании деформируемой системы "оболочка+порошок" в рамках приближений несжимаемости для материала оболочки и однородности для порошкового тела сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению, определяющему положение $R_d(t)$ внешней границы уплотняемой среды:

$$a_d R_d \rho_d \left(1 - \frac{r_m^2 F(R_d)}{R_d^2 - r_m^2} \right) = \frac{\rho_d v_d^2 r_m^2}{3\varphi (R_d^2 - r_m^2)^2} \left\{ F(R_d) [(6\Psi + \varphi)R_d^2 + 3\varphi r_m^2] \right. \\ \left. + 2(6\Psi + \phi)R_d^2 \ln \left(\frac{R_d}{r_m} \right) \right\} + \frac{\rho_d v_d^2 r_m^2}{R_d^2 - r_m^2} + \frac{2(p_{el} - p_d)(6\Psi + \varphi)}{6\Psi + \varphi + 3\varphi r_m^2 / R_d^2}, \quad (28)$$

где

$$F(R_d) = \frac{6\Psi + 4\varphi}{6\Psi + \varphi} \ln \left[\frac{(6\Psi + \varphi)R_d^2 + 3\varphi r_m^2}{(6\Psi + 4\varphi)r_m^2} \right],$$

$$p_d = p_c(t) - \Delta p_c + \rho_c (a_d R_d + v_d^2) \ln \left(\frac{R_c}{R_d} \right) - \frac{\rho_c}{2} v_d^2 \left(1 - \frac{R_d^2}{R_c^2} \right)$$

— давление, оказываемое проводящей оболочкой на прессуемый порошок, $v_d = dR_d/dt$, $a_d = d^2 R_d/dt^2$. Используя данное уравнение и модельный импульс внешнего давления в виде

$$p_c = p_m \sin^2(\pi t/T_m), \quad (29)$$

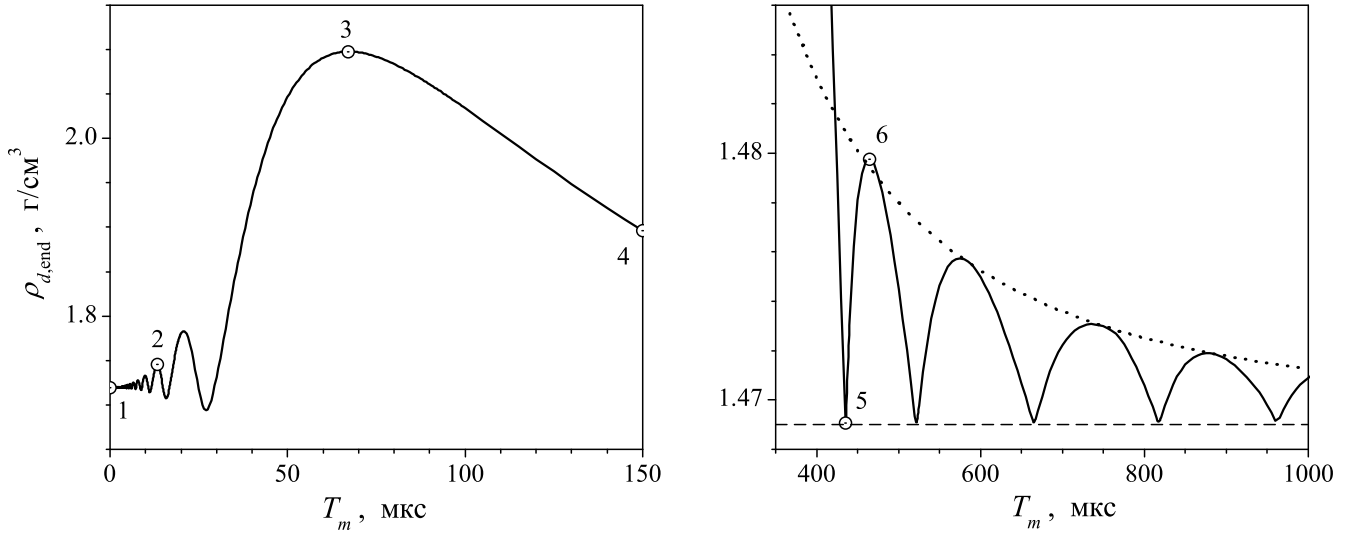


Рисунок 12: Зависимость конечной плотности прессовки от периода T_m внешнего поля (29) в области малых (слева) и больших (справа) значений T_m . Параметры расчета: порошок P1, оболочка из меди, $R_{c,0} = 10$ мм, $R_{d,0} = 9$ мм, $p_m = 200$ МПа. Точками отмечены значения, для которых на рис. 13 представлены временные развертки характерных давлений в системе.

исследованы инерционные эффекты ”периодичности” и ”цикличности” в динамике компактирования, и выявлены условия ”резонансного” прессования, которые соответствуют максимально эффективной организации процесса [A2–A4].

Наиболее ярко эффект ”периодичности” проявляется на зависимостях конечной плотности компакта $\rho_{d,end}$ от периода T_m импульса (29) при фиксированной амплитуде p_m , см. рис. 12. В пределе $T_m \rightarrow 0$, когда гармонический сигнал (29) может быть заменен эквивалентным сигналом-ступенькой ($p_c = p_m/2$), плотность $\rho_{d,end}$ стремится к конечному пределу ($\simeq 1.72$ г/см³ на рис. 12). При этом, как видно из рис. 13-1, стадия разгона оболочки ($p_d > p_{el}$) составляет 26.5 мкс, а затем около 13 мкс система ”порошок + оболочка” движется по инерции, постепенно замедляясь вплоть до полной остановки при $t_{end} \simeq 39$ мкс. Давление p_d , оказываемое медной оболочкой на порошок, при $t \rightarrow t_{end}$ составляет 280 МПа, что существенно превышает давление извне: $p_c - \Delta p_c \simeq 41$ МПа. Избыток давления — результат инерционности медной оболочки. Состояние уплотняемой среды при этом соответствует еще более высокому давлению $p_{el} \simeq 386$ МПа, что обусловлено инерционными свойствами порошка. С увеличением T_m зависимость $\rho_{d,end}(T)$ проходит через ряд локальных максимумов и минимумов. Максимумы соответствуют приблизительно целому количеству периодов T_m , реализованных за время прессования t_{end} (см. рис. 13-2), а минимумы — полуполому. Дальнейшее увеличение периода T_m приводит к росту конечной плотности, вплоть до достижения абсолютного максимума с координатами $T_m \simeq 67$ мкс и $\rho_{d,end} \simeq 2.098$ г/см³ (точка 3 на рис. 12), где реализуется своеобразный резонанс отклика прессуемой системы на внешнее воздействие. Время прессования

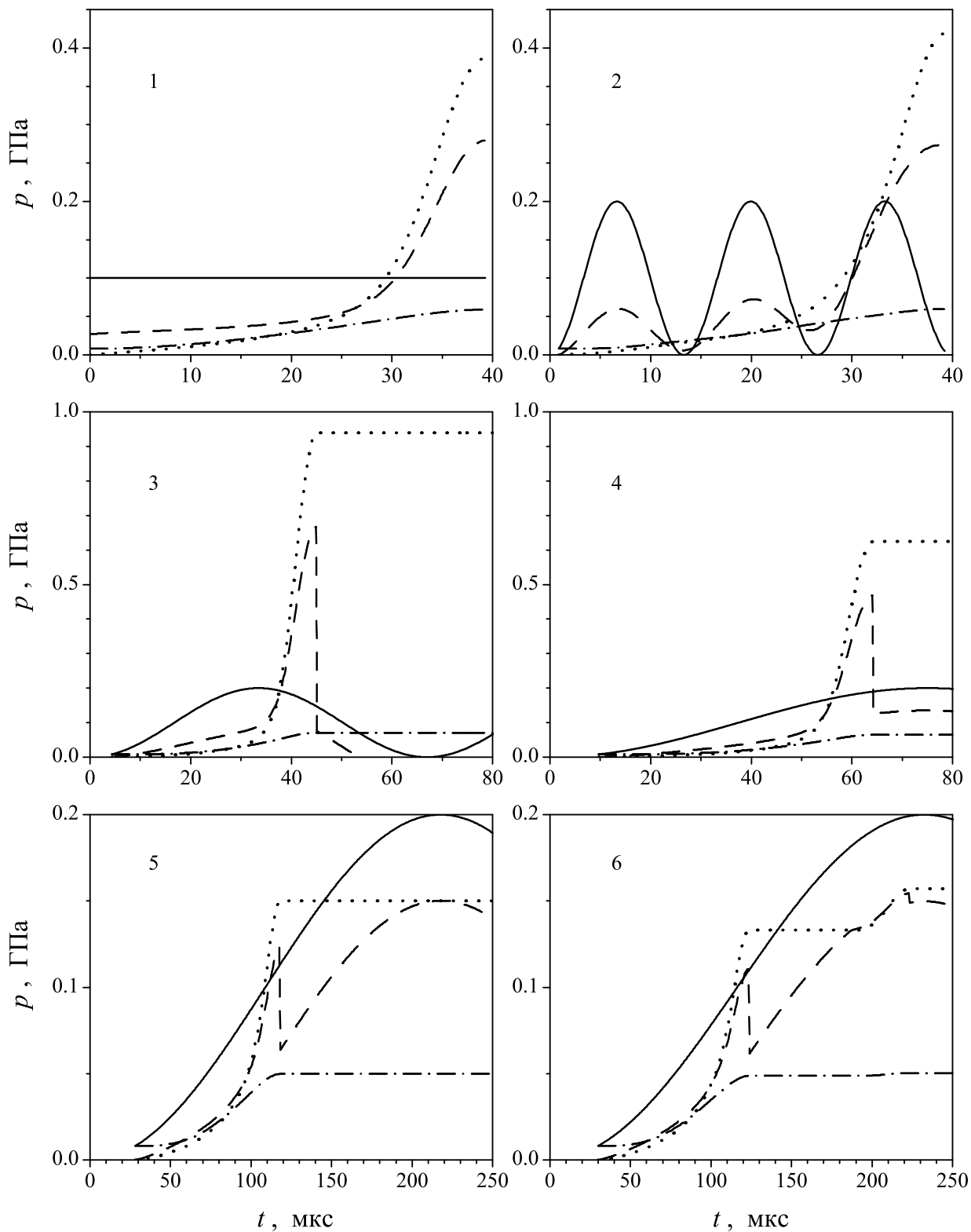


Рисунок 13: Временная развертка характерных давлений в системе для точек, отмеченных на рисунке 12. Сплошные линии — внешнее (магнитное) давление на медную оболочку p_c , штриховые — давление на порошок p_d , пунктирные — величина давления p_{el} , компенсируемого упругими напряжениями в уплотняемом порошке, штрих-пунктирные — то же для оболочки, Δp_c .

t_{end} при этом составляет порядка 45 мкс, т.е. успеваает реализоваться примерно $2/3$ внешнего импульса. К моменту остановки давление в порошке $p_{el} \simeq 940$ МПа почти в 5 раз превышает амплитуду внешнего давления $p_m = 200$ МПа.

В точке 4 процесс прессования заканчивается раньше достижения макси-

мума внешним давлением. При этом за счет инерционной стадии уплотняемая среда достигает предела упругих напряжений p_{el} , который не может быть преодолен в стационарном состоянии (при $v_d = 0$, $a_d = 0$) несмотря на дальнейший рост внешнего давления. Так продолжается при увеличении T_m до точки 5 на рис. 12, в которой впервые реализуется стационарный предел уплотнения, т.е. величина p_{el} оказывается равной максимальному статическому давлению $p_c - \Delta p_c \simeq 150$ МПа. При более высоких значениях периода T_m процесс уплотнения приобретает циклический характер. Так, в точке 6 ($T_m \simeq 465$ мкс) первый цикл уплотнения заканчивается при $t \simeq 124$ мкс. Однако дальнейший рост внешнего давления в момент $t \simeq 187$ мкс запускает второй цикл. Точка 6 соответствует первому, самому высокому, из максимумов, обусловленных многоциклическостью процесса уплотнения. Отклонения конечной плотности от статического предела ρ_{stat} , обусловленные многоциклическостью процесса, не превышают 1%, поэтому первое же касание зависимостью $\rho_{d,end}(T_m)$ значения ρ_{stat} (точка 5) можно с хорошей точностью считать переходом к квазистатическому уплотнению с пренебрежимо малым влиянием инерционных эффектов.

Для более строгого учета динамики электрического контура он описывается на основе эффективной одноконтурной схемы (17), где изменение индуктивности рассчитывается в приближении резко выраженного скин-эффекта по формулам

$$\frac{dL_i}{dt} = -\frac{\mu_0 l_c}{2\pi R_c} \frac{dR_c}{dt}, \quad (Z\text{-pinch}); \quad \frac{dL_i}{dt} = -\mu_0 l_c n_s^2 2\pi R_c \frac{dR_c}{dt}, \quad (\Theta\text{-pinch}), \quad (30)$$

l_c — длина сжимаемой оболочки, n_s — число витков соленоида на единицу длины. При таком подходе достигается высокая количественная надежность в описании Z -пинча, что подтверждает прямое сравнение расчетных данных с имеющимися экспериментальными сведениями о конечной плотности нанопорошковых компактов [A10]. Выявлена высокая перспективность схемы Z -пинча для прессования тонких цилиндрических порошковых слоев. В последнем случае установлен безразмерный комплекс, определяющий динамику процесса [A22],

$$R_Z = (\rho_c h_c + \rho_{d,0} h_0 / 2) h_0 / (T_m^2 p_m), \quad (31)$$

где $\rho_{d,0}$ и ρ_c — плотности, h_0 и h_c — толщины порошка и оболочки ($h_c = R_c - R_d$). Локализован интервал значений R_Z (0.05–0.10), отвечающий "резонансным" условиям. В то же время, обнаружено некоторое систематическое завышение расчетной плотности для схемы Θ -пинча, что говорит о необходимости учета диффузии магнитного поля во внутреннюю полость проводящих оболочек.

Для неподвижной проводящей оболочки задача о диффузии внешнего магнитного поля в ее внутреннюю полость решена аналитически в рамках преобразования Лапласа [A7, A8]. Построены решения как для полый оболочки, так и

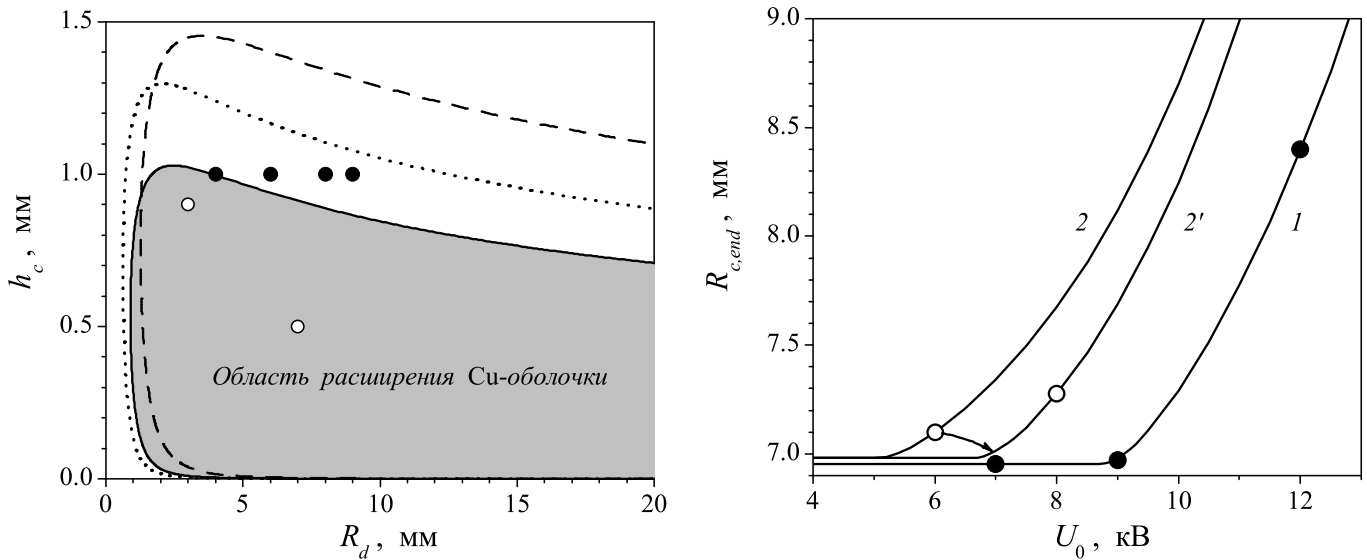


Рисунок 14: Граница области возможного расширения проводящей оболочки из меди в координатах "толщина оболочки — внутренний радиус" для различных параметров импульса внешнего магнитного поля: $B_m = 25$ Тл, $T_m = 100$ мкс (сплошная линия); 25 Тл, 200 мкс (штриховая); 35 Тл, 100 мкс (пунктирная). Точками показаны параметры экспериментальных образцов [В8], на которых наблюдалось (светлые точки), либо не наблюдалось (темные точки) расширение.

Рисунок 15: Конечное значение внешнего радиуса проводящей оболочки после магнитно-импульсной обработки: линия 1 — алюминиевая оболочка, линия 2 — медная оболочка, линия 2' — повторное расширение медной оболочки. Точки — экспериментальные данные для алюминиевой трубки радиусом $R_d = 7$ мм и толщиной $h_c = 1$ мм; медной трубки, $R_d = 7$ мм, $h_c = 0.5$ мм.

для оболочки, во внутренней полости которой находится проводящий стержень. Например, для магнитного поля в полой оболочке по завершении внешнего импульса ($t \geq T_m$) амплитудой B_m получено

$$\frac{B_d(t)}{B_m} = \frac{4\kappa_c}{\pi R_d^2 w} \sum_n \frac{\exp(-\kappa_c \beta_n^2 (t - T_m)) \exp(-\kappa_c \beta_n^2 T_m) + 1}{f(\beta_n) (1 + (\kappa_c \beta_n^2 / w)^2)}. \quad (32)$$

где $f(\beta) = (1/2)\beta R_d s_{01} - (R_c/R_d)s_{11} + (1/2)\beta R_c s_{10}$, $s_{kn} = J_k(\beta R_c)Y_n(\beta R_d) - Y_k(\beta R_c)J_n(\beta R_d)$, J_k , Y_k — функции Бесселя первого и второго рода k -го порядка, а β_n — корни уравнения: $\beta R_d s_{00} = 2s_{01}$. Анализ полученных решений позволил определить область размеров проводящей оболочки, в которой действие магнитного поля должно приводить к ее расширению. Рис. 14 показывает, что расчеты, соответствующие параметрам используемого экспериментального оборудования [В8] (затемненная область), позволяют достаточно надежно прогнозировать наличие эффекта расширения¹.

С целью строгого описания процессов прессования по схеме Θ -пинча построена теоретическая модель [А10,А11], учитывающая: диффузию магнитного поля внутрь оболочки и в витки соленоида; неоднородный нагрев оболочки и соленоида, связанный с выделением джоулевого тепла и с потерями энергии на

¹Эксперименты по расширению трубок выполнены А.В. Спириным (ИЭФ УрО РАН).

пластическое деформирование в процессе сжатия оболочки. В частности, для динамики электрического контура вместо уравнения (17) получено

$$\frac{Q}{C} - IR_{cir} - (L_{cir} + L_s)\frac{dI}{dt} + 2\pi N_s (R_c \varrho_c j_c - R_b \varrho_s j_b + R_d v_d B_b) = 0, \quad (33)$$

где $L_s = N_s \pi (R_b^2 - R_c^2) \mu / h_{sp}$, N_s — число витков соленоида, R_b — его внутренний радиус, ϱ_c и ϱ_s — удельные сопротивления оболочки и соленоида, j — плотность тока. Свободные параметры R_{cir} и L_{cir} определены по временным разверткам тока на пустом соленоиде: $L_{cir} = 0.45$ мкГн и $R_{cir} = 4.0$ мОм. Численное решение дифференциальных уравнений в частных производных (уравнение диффузии, уравнение теплопроводности) выполнено на основе разностных схем Кранка–Николсона с переменным шагом по времени, величина которого лимитировалась полученными условиями устойчивости алгоритма [В6]. Корректность описания свойств электрического контура подтверждена сопоставлением с экспериментальными данными по падению напряжения на пустом соленоиде, и току в LRC -контуре при наличии внутри соленоида проводящих оболочек различного диаметра. Рисунок 15 демонстрирует тестирование теоретической модели по расширению проводящих оболочек, сжатие которых было запрещено наличием непроводящего стержня [В8]. Отметим, что после расширения медной оболочки при зарядном напряжении в 6 кВ, следующий импульс такой же амплитуды приводит к обратному сжатию трубки на тот же стержень радиусом около 7 мм. Повторное расширение упрочненной трубки зафиксировано при увеличении зарядного напряжения до 8 кВ. При этом величины как первого, так и повторного расширения согласуются с теоретическим прогнозом.

Главным достоинством развитой теоретической модели является высокая точность по воспроизведению экспериментальных данных о компактировании нанопорошков, представленных на рис. 16. Там же для сравнения приводятся расчеты в рамках приближения резко выраженного скин-эффекта. Рисунок показывает, что диффузия магнитного поля незначительно снижает эффективность

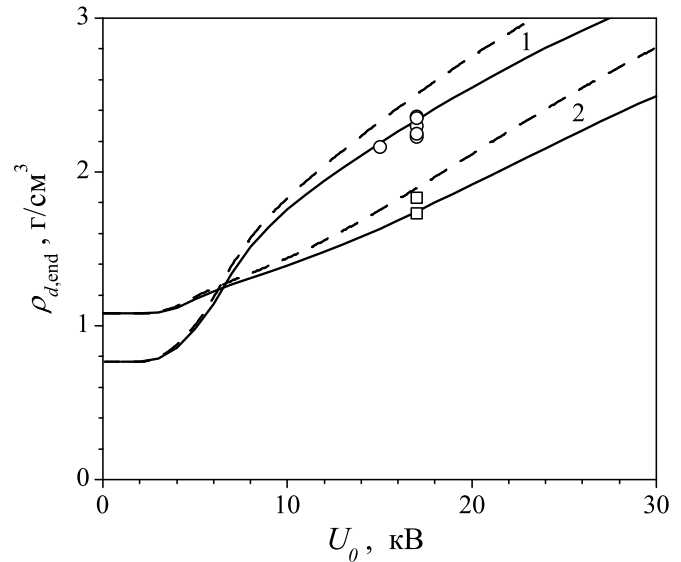


Рисунок 16: Конечная плотность компактов из порошков P1 (линии 1, круги) и P2 (линии 2, квадраты) в зависимости от зарядного напряжения (Θ -пинч). Точки — экспериментальные данные; сплошные линии — расчет с учетом диффузии магнитного поля, штриховые линии — в пренебрежении диффузией (см. раздел 5.2.2). Параметры расчетов: $r_m = 1$ мм, $R_{d,0} = 10$ мм, $R_{c,0} = 11$ мм, оболочка из меди.

компактирования. При этом достигается полное согласие между теоретическими расчетами и экспериментальными данными о конечной плотности компактов из порошка P1. Для порошка P2 теоретическая кривая также оказывается в интервале разброса экспериментальных точек.

В заключительных разделах пятой главы выполнен анализ таких характеристик процесса, которые недоступны прямому экспериментальному наблюдению: пространственное распределение магнитного поля, неоднородный нагрев оболочки и соленоида. В частности, получено, что в период сжатия оболочки при компактировании нанопорошков глубина проникновения магнитного поля в витки соленоида составляет 5-10 мм, а амплитуда магнитного поля во внутренней полости оболочки, как минимум, на порядок меньше, чем снаружи. Это объясняет хорошую точность описания экспериментальных данных в рамках приближения поверхностных токов. Анализ использования тонких оболочек показал, что при толщинах $h_{c,0} = 0.12$ мм для медной оболочки и 0.27 мм для алюминиевой их температуры в связи с джоулевым нагревом могут достигнуть температур плавления. Поскольку возможность расплавления не учитывается в теоретической модели, то указанные значения $h_{c,0}$ необходимо рассматривать как нижнюю границу (по толщине) применимости теории.

В заключении работы сформулированы основные результаты и выводы:

1. Разработана оригинальная стержневая модель, которая описывает упругое взаимодействие частиц в широкой области деформаций, и аналитически решена задача Миндлина о тангенциальном взаимодействии в рамках данной модели.
2. В ходе компьютерных экспериментов методом гранулярной динамики установлено, что основным фактором, отвечающим за наличие размерных эффектов в процессах компактирования оксидных нанопорошков, являются силы дисперсионных притяжений. Их учет в рамках численного моделирования обеспечивает согласие с экспериментальными данными о кривых уплотнения нанопорошков.
3. Выявлено слабое влияние схемы прессования на конечную плотность прессовок. При сдвиговом нагружении обнаружена положительная дилатансия наноразмерных порошков. Построены поверхности нагружения оксидных нанопорошков в пространстве инвариантов тензора напряжений, и обнаружена неприменимость к нанопорошкам ассоциированного закона течения.
4. Развита теоретическая модель одноосного магнитно-импульсного прессования, которая позволяет надежно воспроизводить результаты натуральных экспериментов. Обоснованы способы существенного повышения эффективности одноосного прессования: подключение дополнительного соленоида для увеличения периода собственных колебаний электрического контура; переход к двухсторон-

нему прессованию двумя идентичными ударниками.

5. Разработана теоретическая модель ударно-волнового уплотнения нанопорошков на одноосном магнитно-импульсном прессе, которая сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, допускающих аналитическое решение. Установлена граница максимально достижимого уплотнения порошка при многократном ударном воздействии.

6. Задача о радиальном магнитно-импульсном прессовании по схемам Z и Θ -пинчей сведена к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка на движение границы раздела "порошок-оболочка". Обоснован инерционный механизм уплотнения порошков; выявлены и описаны эффекты "периодичности", "цикличности" и установлены резонансные условия, в которых максимально эффективно используются инерционные свойства деформируемой системы.

7. Сформулирована полная система уравнений, описывающая процесс компактирования нанопорошков в схеме Θ -пинча, в рамках которой достигнуто согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными по характеристикам электрического контура, конечной плотности порошковых прессовок, динамике полых проводящих трубок.

8. Аналитически решены задачи о диффузии магнитного поля во внутреннюю полость неподвижной цилиндрической оболочки. На основе полученных решений с учетом прочностных свойств оболочки установлена область ее размеров, в которой может наблюдаться ее расширение.

Таким образом в результате выполненной работы исследованы специфические особенности межчастичных взаимодействий в наноразмерных порошках (упругое отталкивание, сильные дисперсионные притяжения и т.д.), взаимосвязанные с ними особенности механических свойств порошкового тела на макроуровне, например, размерные эффекты при компактировании, и построены теоретические модели для процессов магнитно-импульсного прессования, в ходе которых благодаря использованию инерционных эффектов удается преодолеть низкую прессуемость нанопорошков.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

A1. Болтачев, Г.Ш. Моделирование радиального магнитно-импульсного уплотнения гранулярной среды в квазистатическом приближении / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.В. Добров, В.В. Иванов, А.А. Ноздрин, С.Н. Паранин // ЖТФ. - 2007. - Т. 77, вып. 10. - С. 58-67.

A2. Болтачев, Г.Ш. Модель динамического прессования гранулированной среды / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, В.В. Иванов, С.Н. Паранин // ПМТФ. -

2008. - №2. - С. 211-215.

- A3. Болтачев, Г.Ш. Инерционные эффекты в процессах импульсного радиального прессования наноразмерных порошков / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, В.В. Иванов, С.Н. Паранин // Персп. матер. - 2008. - №5. - С. 5-13.
- A4. Болтачев, Г.Ш. Анализ основных закономерностей динамического радиального уплотнения гранулированных сред / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков // ПМТФ. - 2008. - №6. - С. 181-189.
- A5. Boltachev, G.Sh. Shock-wave compaction of the granular medium initiated by magnetically pulsed accelerated striker / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, V.V. Ivanov, A.S. Kaygorodov // Acta Mechanica. - 2009. - V. 204. - P. 37-50.
- A6. Boltachev, G.Sh. Densification of the granular medium by the low amplitude shock waves / G.Sh. Boltachev, A.S. Kaygorodov, N.B. Volkov // Acta Mechanica. - 2009. - V. 207. - P. 223-234.
- A7. Болтачев, Г.Ш. Расширение проводящей оболочки магнитным полем внешнего индуктора / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков // Письма в ЖТФ. - 2009. - Т. 35, вып. 7. - С. 86-92.
- A8. Болтачев, Г.Ш. Биметаллический цилиндр в импульсном магнитном поле / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков // Письма в ЖТФ. - 2009. - Т. 35, вып. 19. - С. 84-91.
- A9. Болтачев, Г.Ш. Размерный эффект в процессах компактирования нанопорошков / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков // Письма в ЖТФ. - 2010. - Т. 36, вып. 17. - С. 96-103.
- A10. Boltachev, G.Sh. Magnetic Pulsed Compaction of Nanosized Powders / G.Sh. Boltachev, K.A. Nagayev, S.N. Paraniin, A.V. Spirin, N.B. Volkov. - NY: Nova Science Publishers, Inc. - 2010. - 86 с.
- A11. Болтачев, Г.Ш. Динамика цилиндрических проводящих оболочек в продольном импульсном магнитном поле / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.Н. Паранин, А.В. Спирин // ЖТФ. - 2010. - Т. 80, вып. 6. - С. 1-9.
- A12. Болтачев, Г.Ш. Особенности одноосного квазистатического компактирования оксидных нанопорошков / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, А.С. Кайгородов, В.П. Лознухо // Росс. нанотехнол. - 2011. - Т. 6, №9-10. - С. 125-130.

- A13. Болтачев, Г.Ш. Моделирование процесса компактирования нанопорошков в рамках гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.М. Волков // ЖТФ. - 2011. - Т. 81, вып. 7. - С. 18-29.
- A14. Boltachev, G.Sh. Effect of retardation in the dispersion forces between spherical particles / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, K.A. Nagayev // J. Colloid Interface Sci. - 2011. - V. 355. - P. 417-422.
- A15. Болтачев, Г.Ш. Процессы компактирования и упругой разгрузки нанопорошков в рамках метода гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков // Порошковая металлургия. - 2012. - Т. 51, №5-6. - С. 12-21.
- A16. Boltachev, G.Sh. Tangential interaction of elastic spherical particles in contact / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, N.M. Zubarev // Int. J. Solids Struct. - 2012. - V. 49. - P. 2107-2114.
- A17. Boltachev, G.Sh. Shift and torsion contact problems for arbitrary axisymmetric normal stress distributions / G.Sh. Boltachev, V. Aleshin // Int. J. Solids Struct. - 2013. - V. 50. - P. 2894-2900.
- A18. Boltachev, G.Sh. Three-dimensional simulations of nanopowder compaction processes by granular dynamics method / G.Sh. Boltachev, K.E. Lukyashin, V.A. Shitov, N.B. Volkov // Phys. Rev. E. - 2013. - V. 88, No. 1. - P. 012209.
- A19. Olevsky, E.A. Modeling and optimization of uniaxial magnetic pulse compaction of nanopowders / E.A. Olevsky, A.A. Bokov, G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, S.V. Zayats, A.M. Ilyina, A.A. Nozdrin, S.N. Pararin // Acta Mechanica. - 2013. - V. 224. - P. 3177-3195.
- A20. Боков, А.А. Одноосное компактирование нанопорошков на магнитно-импульсном прессе / А.А. Боков, Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.В. Заяц, А.М. Ильина, А.А. Ноздрин, С.Н. Паранин, Е.А. Олевский // ЖТФ. - 2013. - Т. 83, вып. 10. - С. 68-77.
- A21. Болтачев, Г.Ш. Характерные особенности механического поведения наноразмерных порошков / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, А.Л. Максименко, М.Б. Штерн // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии: сборник научных трудов. - 2014. - Т. 12, №2. - С. 365-382.
- A22. Болтачев, Г.Ш. Нанопорошки в условиях динамических процессов магнитно-импульсного прессования / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, Е.А. Чингина // Российские нанотехнологии. - 2014. - Т. 9, №11-12. - С. 45-52.

- A23. Болтачев, Г.Ш. Компактирование и упругая разгрузка нанопорошков в рамках метода гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, Э.С. Двилис, О.Л. Хасанов // ЖТФ. - 2015. - Т. 85, вып. 2. - С. 94-101.

Публикации автора в сборниках трудов конференций

- B1. Болтачев, Г.Ш. Динамика однородной гранулярной среды при импульсном радиальном прессовании / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, В.В. Иванов, С.Н. Паранин // Сборник статей "Зимняя школа по механике сплошных сред (пятнадцатая)", часть 1. - Екатеринбург, 2007. - С. 127-130.
- B2. Болтачев, Г.Ш. Ударно-волновое компактирование нанопорошка на одноосном магнитно-импульсном прессе / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, В.В. Иванов, А.С. Кайгородов // Физика экстремальных состояний вещества – 2008. - 2008. - С. 119-121.
- B3. Болтачев, Г.Ш. Моделирование ударно-волнового компактирования нанопорошков / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, А.С. Кайгородов // Сборник докладов "Харьковской нанотехнологической ассамблеи – 2008". - Харьков, 2008. - С. 112-115.
- B4. Boltachev, G.Sh. The Influence of the Conductive Shell Material on the Effectiveness of Magnetic Pulsed Compaction of Nanopowders / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, S.N. Paranin, A.V. Spirin // Proc. of the 15th Int. Symp. on High Current Electronics. - Tomsk, 2008. - P. 484-487.
- B5. Boltachev, G.Sh. Deformation Dynamics of Radially Loaded Tubular Conductive Shell under High Pulsed Magnetic Field at Comparable Thickness of Wall and Skin-Layer / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, S.N. Paranin, A.V. Spirin // Proc. of the 15th Int. Symp. on High Current Electronics. - Tomsk, 2008. - P. 488-491.
- B6. Болтачев, Г.Ш. Движение цилиндрической проводящей оболочки в продольном импульсном магнитном поле [Электронный ресурс] / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, Н.М. Зубарев // Труды XVI Зимней школы по механике сплошных сред "МСС как основа современных технологий". - Пермь: ИМСС УрО РАН, 2009. - 1 электрон. оптич. диск (CD-ROM).
- B7. Болтачев, Г.Ш. Определение параметров упрочнения материала по сжатию цилиндрической оболочки в продольном импульсном магнитном поле [Электронный ресурс] / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, О.В. Зубарева, С.Н.

Паранин, А.В. Спирин // Труды XVI Зимней школы по механике сплошных сред "МСС как основа современных технологий". - Пермь: ИМСС УрО РАН, 2009. - 1 электрон. оптич. диск (CD-ROM).

- В8. Болтачев, Г.Ш. Биметаллические цилиндры во внешнем импульсном магнитном поле / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.Н. Паранин, А.В. Спирин // Матер. Междун. науч. конф. "Импульсные процессы в механике сплошных сред". - Николаев, 2009. - С. 94-95.
- В9. Болтачев, Г.Ш. Компактирование нанопорошков в рамках метода гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, Е.А. Чингина, А.С. Ширинян // Матер. 4-ой Межд. науч. конф. "Физ.-хим. основы формирования и модификации микро- и наноструктур". - Харьков, 2010. - С. 212-216.
- В10. Болтачев, Г.Ш. Моделирование процессов компактирования нанопорошков методом гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, А.С. Ширинян, Ю.С. Белгородский // Сбор. тр. II Межд. конф. "Современные проблемы физики конденсированного состояния". - Киев, 2010. - С. 45-47.
- В11. Болтачев, Г.Ш. Одноосное уплотнение и упругая разгрузка нанопорошка в рамках метода гранулярной динамики [Электронный ресурс] / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, О.В. Зубарева, Е.А. Чингина, М.Б. Штерн // Тр. XVII Зим. шк. по мех. сплошных сред "МСС как основа современных технологий". - Пермь: ИМСС УрО РАН, 2011. - 1 электрон. оптич. диск (CD-ROM).
- В12. Болтачев, Г.Ш. Изучение особенностей прессования нанопорошков методом гранулярной динамики / Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.В. Заяц, Н.М. Зубарев, А.С. Кайгородов, С.Н. Паранин // Матер. IX Межд. науч. конф. "Импульсные процессы в механике сплошных сред". - Николаев, 2011. - С.68-71.
- В13. Boltachev, G.Sh. The granular dynamics approach to analyze nanopowder behaviour during cyclic loading / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, E.G. Kirkova, M.B. Shtern, A.V. Kuzmov // Proc. of the "EURO PM2011 Congress and Exhibition". - Barcelona, 2011. - V. 3. - P. 43-48.
- В14. Болтачев, Г.Ш. 3D моделирование процессов одноосного компактирования оксидных нанопорошков / Г.Ш. Болтачев, К.А. Нагаев, Е.А. Чингина // Матер. 6-ой Межд. науч. конф. "Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур". - Харьков, 2012. - С. 246-250.
- В15. Болтачев, Г.Ш. Дискретная модель порошкового тела: компактирование оксидных нанопорошков в рамках метода гранулярной динамики / Г.Ш.

Болтачев, Н.Б. Волков, К.Е. Лукьяшин, Е.А. Чингина // Матер. X Межд. науч. конф. "Импульсные процессы в МСС". - Николаев, 2013. - С. 121-125.

B16. Boltachev, G.Sh., Volkov N.B., Kochurin E.A., Lukyashin K.E. Cyclic Loading of Oxide Nanopowders / G.Sh. Boltachev, N.B. Volkov, E.A. Kochurin, K.E. Lukyashin // Proc. of the Fourth International Conference "Nonlinear Dynamics - 2013". - Sevastopol, 2013. - P. 364-369.

Список цитированной литературы

- [1] Алымов, М.И. Порошковая металлургия нанокристаллических материалов / М.И. Алымов. - М.: Наука, 2007. - 169 с.
- [2] Иванов, В.В. Получение труб из керамик на основе Al_2O_3 и ZrO_2 посредством электродинамического прессования и обычного спекания / В.В. Иванов, С.Н. Паранин, А.В. Никонов, В.Р. Хрустов, С.Ю. Ивин, Ю.А. Котов, О.М. Саламатов, С.В. Добров, А.И. Медведев // Сб. науч. тр. "Проблемы нанокристаллических материалов". - Екатеринбург, 2002. - С. 536-546.
- [3] Kaygorodov, A.S. Fabrication of Nd:Y₂O₃ transparent ceramics by pulsed compaction and sintering of weakly agglomerated nanopowders / A.S. Kaygorodov, V.V. Ivanov, V.R. Khrustov, Yu.A. Kotov, A.I. Medvedev, V.V. Osipov, M.G. Ivanov, A.N. Orlov, A.M. Murzakaev // Journal of the European Ceramic Society. - 2007. - V. 27, iss. 2-3. - P. 1165-1169.
- [4] Иванов, В.В. Прочная керамика на основе оксида алюминия, получаемая с использованием магнитно-импульсного прессования композитных нанопорошков / В.В. Иванов, А.С. Кайгородов, В.Р. Хрустов, С.Н. Паранин, А.В. Спириин // Российские нанотехнологии. - 2006. - Т. 1, №1-2. - С. 201-207.
- [5] Штерн, М.Б. Феноменологические теории прессования порошков / М.Б. Штерн, Г.Г. Сердюк, Л.А. Максименко, Ю.В. Трухан, Ю.М. Шуляков - Киев: Наук. думка, 1982. - 140 с.
- [6] Ivanov, V.V. Densification of Ceramic Nano-Sized Powders by Pulsed Magnetic Technique / V.V. Ivanov, S.N. Paraniin, A.N. Vikhrev, R. Boehme, G. Schumacher // Proc. of Conf. "FOURTH EURO CERAMICS". - Faenza, 1995. - V. 2. - P. 169-176.
- [7] Иванов, В.В. Эффективность динамического метода уплотнения наноразмерных порошков / В.В. Иванов, С.Н. Паранин, А.Н. Вихрев, А.А. Ноздрин // Материаловедение. - 1997. - №5. - С. 49-55.

- [8] Ноздрин, А.А. Исследование динамической прессуемости наноразмерных порошков на основе оксида алюминия / А.А. Ноздрин // Перспективные материалы. - 2007. - №6. - С. 79-85.
- [9] Новгородцев, А.Б. Энергетические соотношения в колебательном контуре, используемом для ускорения проводников электромагнитными силами / А.Б. Новгородцев, Г.А. Шнеерсон // Изв. АН СССР: Энергетика и транспорт. - 1970. - №2. - С. 154-161.
- [10] Волков, Н.Б. Численный анализ экспериментов по магнитной кумуляции / Н.Б. Волков, В.Т. Михкельсоо, Г.А. Шнеерсон // ПМТФ. - 1982. - №5. - С. 15-26.
- [11] Глущенко, В.А. Технология магнитно-импульсной обработки материалов / В.А. Глущенко, В.Ф. Карпунин. - Самара: Издат. дом "Федоров", 2014. - 208 с.
- [12] Cundall, P.A. A discrete numerical model for granular assemblies / P.A. Cundall, O.D.L. Strack // Geotechnique. - 1979. - V. 29, No. 1. - P. 47-65.
- [13] Agnolin, I. Internal states of model isotropic granular packings. I. Assembling process, geometry, and contact networks / I. Agnolin, J.-N. Roux // Phys. Rev. E. - 2007. - V. 76. - P. 061302.
- [14] Antony, S.J. Role of interparticle friction and particle-scale elasticity in the shear-strength mechanism of three-dimensional granular media / S.J. Antony, N.P. Kruyt // Phys. Rev. E. - 2009. - V. 79. - P. 031308.
- [15] Olsson, E. Effect of particle size distribution at powder compaction / E. Olsson, P.-L. Larsson // Proc. of the "EURO PM2011 Congress and Exhibition". - Barcelona, 2011. - V. 3. - P. 265-270.
- [16] Kotov, Yu.A. Electric Explosion of Wires as a Method for Preparation of Nanopowders / Yu.A. Kotov // J. Nanop. Res. - 2003. - V. 5. - P. 539-550.
- [17] Zhu, H.P. Discrete particle simulation of particulate systems: Theoretical developments / H.P. Zhu, Z.Y. Zhou, R.Y. Yang, A.B. Yu // Chem. Eng. Sci. - 2007. - V. 62, iss. 13. - P. 3378-3396.
- [18] Gilabert, F.A. Computer simulation of model cohesive powders: Plastic consolidation, structural changes, and elasticity under isotropic loads / F.A. Gilabert, J.-N. Roux, A. Castellanos // Phys. Rev. E. - 2008. - V. 78. - P. 031305.

- [19] Luding, S. Cohesive, frictional powders: contact models for tension / S. Luding // Granular Matter. - 2008. - V. 10. - P. 235-246.
- [20] Balakrishnan, A. Effect of particle size in aggregated and agglomerated ceramic powders / A. Balakrishnan, P. Pizette, C.L. Martin, S.V. Joshi, B.P. Saha // Acta Materialia. - 2010. - V. 58. - P. 802-812.
- [21] Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. - М.: Наука, 1987. - 248 с.
- [22] Bekker, A.V. Numerical modelling of stress effect on grain contacts and elastic properties of unconsolidated sandstone / A.V. Bekker, M. Pervukhina, V. Shulakova, S. Mayo, M.B. Clennell // Proc. of the "Second Int. Workshop on Rock Physics - 2013". - Southampton, 2013. - P. 1.
- [23] Jäger, J. Axisymmetric bodies of equal material in contact under torsion or shift / J. Jäger // Archive of Applied Mechanics. - 1995. - V. 65. - P. 478-487.
- [24] Лурье, А.И. Пространственные задачи теории упругости / А.И. Лурье. - М.: Гос. изд. техн.-теор. лит., 1955. - 492 с.
- [25] Hamaker, H.C. The London – van der Waals attraction between spherical particles / H.C. Hamaker // Physica. - 1937. - V. 4, No. 10. - P. 1058-1072.
- [26] Малыгин, Г.А. Пластичность и прочность микро- и нанокристаллических материалов / Г.А. Малыгин // ФТТ. - 2007. - Т. 49, вып. 6. - С. 961-982.
- [27] Paranin, S. Densification of Nano-Sized Alumina Powders under Radial Magnetic Pulsed Compaction / S. Paranin, V. Ivanov, A. Nikonov, A. Spirin, V. Khrustov, S. Ivin, A. Kaygorodov, P. Korolev // Advances in Science and Technology. - 2006. - V. 45. - P. 899-904.
- [28] Ивашутенко, А.С. Корундово-циркониевая нанокерамика, полученная с использованием высокоинтенсивных потоков энергии: автореф. дис. ... канд. тех.наук: 01.04.07/ Ивашутенко Александр Сергеевич. - Томск, 2010. - 22 с.
- [29] Зельдович, Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. - М.: Наука, 1966. - 688 с.