

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ



ТЕЗИСЫ
XXIII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

*«УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ
ВЕЩЕСТВА»*

ЭЛЬБРУС — 2008

В сборнике представлены тезисы докладов XXIII Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2008 г.). Доклады посвящены современным исследованиям в области физики экстремальных состояний вещества, включая обзоры результатов, которые были получены за последние 30 лет, прошедшие после I Всесоюзного совещания по проблеме уравнения состояния вещества (Чегет, октябрь 1978 г.). Рассмотрены следующие вопросы: модели и теоретические расчеты уравнений состояния веществ при высоких концентрациях энергии; физика ударных и детонационных волн; экспериментальные методы диагностики быстрых процессов; взаимодействие мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом; методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии; электрический взрыв проводников под действием мощных импульсов тока; физика низкотемпературной плазмы; различные физико-энергетические аспекты и технологии.

Конференция проводится при финансовой поддержке Российской академии наук и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-06049).

Под редакцией академика Фортова В. Е., Карамурзова Б. С., Темрокова А. И., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Левашова П. Р., Канеля Г. И., Иосилевского И. Л., Милявского В. В., Минцева В. Б., Петрова О. Ф., Савинцева А. П., Шпатаковской Г. В.

ОГЛАВЛЕНИЕ

СЕКЦИЯ 1. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

<u>Шпатаковская Г.В.</u> Использование статистических моделей для оценки потенциалов ионизации и статистических сумм ионов	21
<u>Синько Г.В., Смирнов Н.А.</u> Структурные преобразования в кристаллах Mg при сжатии и нагревании	22
<u>Дегтярева В.Ф.</u> BRIZ — программа визуализации зон Бриллюэна для анализа устойчивости структур простых металлов	22
<u>Грушин А.С., Новиков В.Г.</u> Квазизонная модель вещества	23
<u>Голубев В.К.</u> Квантово-механический расчет нулевой изотермы атомарного кристаллического водорода до высоких плотностей сжатия	24
<u>Боцан А.В., Левашов П.Р.</u> Влияние диссоциации на термодинамические свойства плотного дейтерия	25
<u>Терновой В.Я., Пяллинг А.А., Николаев Д.Н., Квитов С.В., Фортон В.Е.</u> Термодинамические и переносные свойства водорода при многократном ударном сжатии до давлений 120–140 ГПа	26
<u>Хищенко К.В.</u> Многофазные уравнения состояния веществ при высоких плотностях энергии	27
<u>Молодец А.М.</u> Теплофизические свойства расплавленного алмаза в экстремальных условиях планетных недр	28
<u>Иванов А.В.</u> Кинетическое моделирование динамики систем со статистиками Бозе и Ферми	29
<u>Куропатенко В.Ф.</u> Молекулярно-кинетическое обоснование модели многокомпонентной среды	30
<u>Ломоносов И.В.</u> Уравнение состояния лунного грунта	30
<u>Бельхеева Р.К.</u> Уравнение состояния смеси	31
<u>Нахушев А.М.</u> К проблеме математического моделирования процессов переноса по самоподобному фрактальному множеству	32
<u>Майков И.Л., Директор Л.Б.</u> Решение задачи о затухающих нелинейных колебаниях капли вязкой жидкости в поле сил тяжести	33
<u>Рахель А.Д.</u> Термическое уравнение состояния алюминия в области перехода металл–неметалл	34

<u>Петкогло Н.П., Захарова О.Д., Семёнов А.М.</u> Расчёт термодинамических свойств пара цезия на основе малокоэффициентного полуэмпирического уравнения состояния	35
<u>Штейнман Э.А., Терещенко А.Н., Rabier J.</u> Особенности пластической деформации кремния при сверхвысоких давлениях	36
<u>Савинцев Ю.П., Савинцева С.А., Шевченко В.С., Уракаев Ф.Х.</u> Образование упорядоченных структур в нанокомпозитах на основе селена и теллура	37
<u>Карпенко С.В., Мамчур М.О., Савинцев А.П.</u> Исследование реконструктивных фазовых переходов в кристаллах ионных диэлектриков	38
<u>Гавашели Д.Ш., Карпенко С.В., Котцева А.А., Коровяков Д.А.</u> Модель поведения кристаллических диэлектриков при высоких давлениях и температурах	39
<u>Карпенко С.В., Кяров А.Х., Пахунова Ю.О., Савинцев А.П.</u> Потенциалы парного взаимодействия ионных кристаллов в рамках метода функционала плотности	40
<u>Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л.</u> Электронная структура и плотность состояний нитрида бора	42
<u>Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л., Саядян Д.Л.</u> Расчет электронной структуры нитрида бора с дефектами	42
<u>Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л.</u> Расчет электропроводности нитрида бора	43
<u>Хейфец О.Л., Филиппов А.Л., Бабушкин А.Н.</u> Электрические свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Mn}_{0.75}\text{S}_{0.75}\text{O}_{7.75}$ и $\text{Y}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.6}\text{Mn}_{0.4}\text{O}_9$ при высоких давлениях	43
<u>Мельникова Н.В., Филиппов А.Л., Бабушкин А.Н., Хейфец О.Л.</u> Электрические свойства $(\text{GeS})_{1-x}(\text{CuAsS}_2)_x$: влияние высоких давлений	44
<u>Турчанинов М.А., Башарин А.Ю.</u> Образование подповерхностных газовых полостей и давление в тройной точке жидкого углерода	45
<u>Башарин А.Ю., Турчанинов М.А., Усеинов А.С., Вальяно Г.Е.</u> Модуль упругости полимерных форм углерода, синтезированных из ассоциированного жидкого углерода	46
<u>Хоконов А.Х., Хамукова Л.А., Долов М.Х.</u> Уравнение состояния криптона, адсорбированного на поверхности графита	48

<u>Устюжанин Е.Е., Рыков В.А., Реутов Б.Ф., Френкель М.</u> Комбинированные уравнения для описания термодинамических свойств жидкостей на пограничной линии в широком интервале температур	49
<u>Валуев И.А.</u> Оптимизация параметров потенциалов молекулярной динамики по расчетам методом функционала плотности	50
<u>Сергеев О.В., Стегайлов В.В.</u> Спектральный анализ флуктуаций в метастабильной леннард-джонсовской жидкости	51
<u>Стегайлов В.В.</u> Влияние температуры электронной подсистемы на устойчивость твердой фазы	52
<u>Стариков С.В., Стегайлов В.В.</u> Поверхностное плавление железа при высоком давлении в условиях контакта с аморфным аргоном	52
<u>Ажубекова С.Н., Вайтанец О.С., Мамаева Ж.М.</u> Теоретическое и экспериментальное исследование явления кинетики контактного плавления	53
<u>Воробьев В.С., Малышенко С.П.</u> Образование зародышей новой фазы в диэлектрических средах при наличии внешних электрических полей	54
<u>Черевко А.Г.</u> Флуктуационный метод оценки поверхностного натяжения при температуре конденсации	55
<u>Марьясов А.Г., Черевко А.Г.</u> Флуктуационная поправка для скорости зародышеобразования и ее производной при высокотемпературном фазовом переходе пар-жидкость	56
<u>Пелецкий В.Э.</u> Нестационарное окисление циркония при импульсном субсекундном нагреве образца в воздушной среде	57
<u>Головин А.М.</u> Влияние твердого раствора кислорода в цирконии на условия изотермического перехода к режиму разрушающего окисления	57
<u>Чеховской В.Я., Тарасов В.Д.</u> Фактор неизотермичности плавления металлов при быстром импульсном нагреве	58
<u>Сахаров М.К., Антонов В.Е., Маркушкин Ю.Е., Колесников А.И., Хасанов С.С.</u> Т-Р диаграмма системы Al-H при давлениях до 90 кбар	59
<u>Острик А.В.</u> Расчет теплового излучения паро-капельной среды при воздействии тяжелых ионов на металлические фольги	60
<u>Извеков О.Я.</u> Рассеянное разрушение насыщенных пористых сред	61

<u>Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К.</u> Исследование магнитных свойств моделей наноразмерной сверхрешетки Fe/V	62
<u>Башкин И.О., Шестаков В.В., Сахаров М.К., Федотов В.К., Понятовский Е.Г.</u> Распад твёрдого раствора в ω -фазе системы Ti-Zr при высоких давлениях	63
<u>Абдулагатов И.М., Френкель М., Устюжанин Е.Е., Реутов Б.Ф.</u> NIST/TRC база данных о теплофизических свойствах веществ и смесей	64
<u>Кунижев Б.И., Куготова А.М., Тхаказов Р.Б., Карамурзов Б.С.</u> Диаграммы состояния и функция Грюнайзена полиметилметакрилата	65
<u>Долбин И.В.</u> Особенности диффузии газов в разветвленных и сшитых полимерах	66
<u>Скрипов П.В., Старостин А.А., Смотрницкий А.А., Окуловский Ю.С.</u> Estimation of the thermophysical properties for pulse heated substances. Experiment and modelling	66
<u>Кузовников М.А., Albers P., Антонов В.Е., Сахаров М.К., Ткач М.</u> Растворимость водорода в бутадиеновой резине при давлениях до 75 кбар	68
<u>Зайченко В.М., Косов В.Ф., Синельщиков В.А., Сокол Г.Ф.</u> Экспериментальное исследование процесса гетерогенного пиролиза метана и его гомологов	69
<u>Зайченко В.М., Косов В.Ф., Косов В.В., Синельщиков В.А.</u> О возможности расширения сырьевой базы технологии переработки природного газа с целью получения водорода и углеродных материалов	70

СЕКЦИЯ 2. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ.

ДЕТОНАЦИЯ. ГОРЕНИЕ

<u>Фунтиков А.И.</u> О вязкости ртути при ударном сжатии	71
<u>Канель Г.И.</u> Измерения субмикросекундной прочности: метод и результаты	71
<u>Миляевский В.В., Борисенок В.А., Бородин Т.И., Вальяно Г.Е., Жерноклетов М.В., Жук А.З., Ковалев А.Е., Новиков М.Г., Симаков В.Г., Уткин А.В., Хищенко К.В., Чаряхьян А.А., Якушев В.В., Фортвов В.Е.</u> Фуллериты в ударных волнах: обзор результатов и новые экспериментальные данные	72

<u>Соколов С.Н., Милявский В.В., Бородин Т.И., Хищенко К.В.</u> Изучение фазовых переходов фуллерена C ₇₀ при ударно- волновом нагружении	73
<u>Авдонин В.В., Молодец А.М., Сидоров Н.С., Шахрай Д.В., Го- лышев А.А., Фортвов В.Е., Осипьян Ю.А.</u> Электрофизиче- ские свойства фуллерита C ₇₀ при ударном сжатии и по- следующей разгрузке	74
<u>Молодец А.М., Голышев А.А., Жуков А.Н., Мурадян В.Е., Пи- сарев С.А., Шульга Ю.М., Фортвов В.Е.</u> Физико-химиче- ские превращения углеродных нанотрубок, вызванные воз- действием сильных ударных волн	75
<u>Безручко Г.С., Канель Г.И., Разоренов С.В., Савиных А.С., Милявский В.В.</u> Влияние структуры и ориентации графита на параметры полиморфного превращения при ударном сжатии	76
<u>Жерноклетов Д.М., Хищенко К.В., Милявский В.В., Чарач- ьян А.А., Вальяно Г.Е., Бородин Т.И.</u> Исследование особен- ностей ударно-инициированных фазовых превращений графитов с различной микроструктурой	77
<u>Белятинская И.В., Фельдман В.И., Милявский В.В., Бородин Т.И., Жерноклетов Д.М.</u> Воздействие плоских удар- ных волн на порообразующие минералы амфиболита	78
<u>Якушев В.В., Уткин А.В., Жуков А.Н.</u> Ударная адиабата пори- стых образцов из нитрида кремния	79
<u>Шахрай Д.В., Молодец А.М.</u> Металлизация порошкообразных образцов гидрида алюминия AlH ₃ в условиях ступенчатого ударно-волнового сжатия до 100 ГПа	80
<u>Голышев А.А., Шахрай Д.В., Молодец А.М.</u> Регистрация элект- росопротивления и оценка переносных свойств индия и расплава калия при ударном сжатии	81
<u>Беспалов Е.В., Ефремов В.П., Фортвов В.Е., Лукьянчиков Л.А., Прууэл Э.Р., Тен К.А., Титов В.М., Толочко Б.П., Жогин И.Л.</u> Динамика образования волн сжатия в пори- стых диэлектриках	82
<u>Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.</u> Влияние боково- го сжимающего напряжения на упруго-пластические свой- ства и распространение волн разрушения в хрупких мате- риалах	83

<u>Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г.</u> Модель механического поведения титановых сплавов в широком диапазоне скоростей деформации	84
<u>Скрипняк Е.Г., Скрипняк В.А., Майер Л.В., Херциг Н., Муш Д., Крюгер Л., Халле Т., Разоренов С.В.</u> Скоростная чувствительность напряжения течения поликристаллических и субмикроструктурных титановых сплавов	85
<u>Соковиков М.А.</u> Численное исследование автомодельных свойств и волновой природы пластического деформирования при высокоскоростном ударе	85
<u>Радченко А.В.</u> Влияние ориентации упругих и прочностных свойств на механизмы макроразрушения анизотропных преград при динамических нагрузках	86
<u>Хомская И.В., Хейфец А.Э., Зельдович В.И., Литвинов Б.В.</u> Исследование микроструктурных изменений и кумуляция энергии при неоднородном взрывном нагружении металлических шаров	87
<u>Болтачев Г.Ш., Волков Н.Б., Иванов В.В., Кайгородов А.С.</u> Изменение состояния гранулированной среды при воздействии ударных волн малой амплитуды	88
<u>Жильяев П.А.</u> Моделирование разрушения монокристалла с дислокациями	89
<u>Куксин А.Ю., Янцкикин А.В.</u> Моделирования движения дислокаций в монокристаллах алюминия	90
<u>Куксин А.Ю., Янцкикин А.В.</u> Высокоскоростное пластическое деформирование монокристаллов с включениями атомов примеси	90
<u>Норман Г.Э., Стегайлов В.В.</u> Влияние нанопреципитатов на пластичность и разрушение твердых металлов при высокоскоростной деформации	91
<u>Писарев В.В., Стегайлов В.В.</u> Теоретическое исследование и молекулярно-динамическое моделирование процесса разрыва в простых жидкостях	92
<u>Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Уваров С.В.</u> Структурно-скейлинговые переходы при динамических и ударно-волновых нагрузках в твердых телах	93
<u>Кожухов А.В., Лихачев А.П., Фортвов В.Е., Опарин А.М., Анисимов С.И.</u> К вопросу о распаде ударно-волнового разрыва в термодинамически неидеальных средах	94

<u>Жарков А.П., Шутов А.В.</u> Численное моделирование нерегулярного отражения ударных волн в газах и металлах . . .	95
<u>Хорев И.Е.</u> Предельные состояния в проблеме физико-математического моделирования экстремальных ударно-волновых явлений	96
<u>Зеленугин С.А., Шпаков С.С.</u> Особенности разрушения многослойной преграды при высокоскоростном ударе	97
<u>Радченко П.А.</u> Эволюция волновых процессов и разрушения в многослойных анизотропных пластинах при ударе	98
<u>Султанов В.Г., Ким В.В., Ломоносов И.В., Матвеевичев А.В.</u> Численное моделирование космического эксперимента LCROSS	99
<u>Захаренков А.С., Поварницын М.Е.</u> Моделирование высокоскоростного удара с использованием процедуры адаптивного измельчения сеток	100
<u>Можарова Т.С., Левашов П.Р., Захаренков А.С., Поварницын М.Е.</u> О возможности МГД-моделирования на адаптивно измельчаемых сетках	101
<u>Шмачков А.В., Левашов П.Р., Поварницын М.Е., Хищенко К.В.</u> Одномерное газодинамическое моделирование типичных постановок ударно-волновых экспериментов через Интернет	102
<u>Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В., Кац М.М., Колеров С.Б., Смирнов Г.Н., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Шарков Б.Ю.</u> Монте-Карло моделирование системы магнитной оптики радиографической установки	103
<u>Зиборов В.С., Ефремов В.П., Фортвов В.Е., Шумова В.В.</u> Ионизация и разделение зарядов во фронте слабой ударной волны в инертном газе, содержащем малую примесь тяжёлых молекул $Mo(CO)_6$	104
<u>Дракон А.В., Еремин А.В.</u> Кинетика неравновесного излучения и ионизации при росте железных кластеров	105
<u>Макеич А.А., Еремин А.В., Шульц К.</u> Температурная зависимость выхода углеродных наночастиц при пиролизе углеродосодержащих соединений за ударными волнами	106
<u>Уткин А.В., Мочалова В.М., Гаранин В.А.</u> Исследование структуры детонационных волн в тетранитрометане, нитрометане и их смесях с метанолом	107

<u>Тен К.А., Прууэл Э.Р., Мерзиевский Л.А., Лукьянчиков Л.А., Толочко Б.П., Жогин И.Л., Шехтман Л.И.</u> Синхротронная томография плотности, скорости и давления продуктов детонации тротила	108
<u>Зубков П.И., Андреев М.Ю.</u> Численное подтверждение двойного распределения электропроводности в детонационных волнах	109
<u>Ракитин А.Е., Стариковский А.Ю.</u> Иницирование детонации импульсным высоковольтным разрядом	110
<u>Аксёнов В.С., Фролов С.М., Ефремов К.В.</u> Переход ударной волны в детонационную при прохождении форкамерного облака	111
<u>Molkov V., Verbecke F., Zbikowski M.</u> Pressure effects of hydrogen-air explosions	112
<u>Иванов М.Ф., Голуб В.В., Благодатских Д.В., Володин В.В., Головастов С.В.</u> Экспериментальные и численные исследования воздействия акустических волн на зону поджига и режим перехода горения в детонацию	113
<u>Голуб В.В., Баженова Т.В., Бакланов Д.И., Володин В.В., Головастов С.В., Прокопов А.С.</u> Экспериментальное исследование диффузионного самовоспламенения водорода при импульсном истечении его в канал	114
<u>Головастов С.В., Бакланов Д.И., Володин В.В., Голуб В.В., Ласкин И.Н., Семин Н.В., Микушкин А.Ю.</u> Численное моделирование цепных механизмов ингибирования саморазложения ацетилена	115
<u>Сёмин Н.В., Голуб В.В., Ласкин И.Н., Головастов С.В., Иванов К.В., Савельев А.С.</u> Математическое моделирование влияния различных факторов на процесс диффузионного самовоспламенения водорода	116
<u>Гальбурт В.А., Иванов М.Ф., Петухов В.А.</u> Возникновение сверхвысоких давлений при сгорании горючих смесей	117
<u>Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Шамардин В.В.</u> Численный анализ ускорения пламени при горении реальных топлив путем дополнительного энерговложения	118
<u>Никипелов А.А., Минтусов Е.И., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю.</u> Исследование наработки ОН в импульсном наносекундном разряде в смеси C_2H_8 -воздух	119
<u>Скоблин М.Г., Стариковский А.Ю.</u> Влияние допробойных электрических полей на структуру пламени	120

<u>Басевич В.Я., Фролов С.М.</u> Механизм усиления ударной волны при прохождении зоны холодного пламени	121
<u>Авдеев К.А., Фролов Ф.С.</u> Модель воспламенения одиночной частицы алюминия	122
<u>Сметанюк В.А., Фролов Ф.С., Басевич В.Я., Фролов С.М.</u> Модель самовоспламенения капель в плотной газозвеси	123
<u>Иванов В.С., Фролов С.М., Гоц А.Н.</u> Математическое моделирование турбулентных реагирующих течений методом совместных функций плотности распределения вероятностей скорости и скаляров	125
<u>Дудин С.В., Лавров В.В., Леонтьев А.А., Минцев В.Б., Ушнурцев А.Е., Фортвов В.Е., Шурупов А.В.</u> Разработка взрывомагнитных генераторов на эмульсионных ВВ	126
<u>Аджиев А.Х., Сошенко В.А., Аджиева А.А.</u> Аппаратура и экспериментальные исследования взрывных плазменных антенн	127
<u>Семин М.С., Бутузов А.А., Майоров В.П., Ожуньков К.Ю.</u> Системы высокоскоростной видеосъемки и опыт их применения в баллистике и экспериментальной физике	127
<u>Крутик М.И., Майоров В.П., Попов В.В., Семин М.С.</u> Разработка и применение дистанционно управляемых наносекундных электронно-оптических камер серии НАНО-ГЕЙТ для сверхскоростной регистрации серии изображений быстропротекающих процессов	129
<u>Торчинский В.М., Голуб В.В., Головастов С.В., Зайченко В.М., Майков И.Л.</u> Исследование ударно-волнового и акустического воздействия на модели газоконденсатного пласта	130
<u>Директор Л.Б., Майков И.Л.</u> Учет неравнодоступности реакционной поверхности в модели хаотично расположенных сфер	131
<u>Лившиц С.А., Лебедев Р.В.</u> Бифуркационные явления при течении вязкой жидкости в трубах и каналах	132

СЕКЦИЯ 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

<u>Ситников Д.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И., Агранат М.Б.</u> Динамика разлета плазмы при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на мишень Fe	133
--	-----

<u>Комаров П.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И., Агранат М.Б.</u> Исследование свойств неидеальной плазмы твердотельной плотности, образующейся при взаимодействии мощных фемтосекундных импульсов с конденсированными средами	134
<u>Вейсман М.Е., Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Костенко О.Ф., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Поварницын М.Е., Ситников Д.С., Фортвов В.Е., Хищенко К.В.</u> Изучение свойств неидеальной плазмы алюминия и серебра при фемтосекундном лазерном воздействии на твердотельные мишени	135
<u>Поварницын М.Е., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</u> Учет кинетики фазовых переходов при моделировании лазерной абляции металлов	136
<u>Иногамов Н.А., Анисимов С.И., Петров Ю.В., Хохлов В.А., Жаховский В.В., Nishihara K., Агранат М.Б., Ашитков С.И.</u> Гидродинамика взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с веществом: сравнение расчётов с экспериментом	137
<u>Петров Ю.В., Анисимов С.И., Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Жаховский В.В., Nishihara K., Uradhyay A.K., Rethfeld B., Urbassek H.M.</u> Субпикосекундная лазерная абляция: универсальность порога и специфика околопорогового поведения	138
<u>Змитренко Н.В., Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Доскоц И.Я., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Тишкин В.Ф., Яхин Р.А.</u> Математическое моделирование сжатия лазерных мишеней для энергии лазера 1–2 кДж	139
<u>Фролов А.А.</u> Генерация терагерцевого излучения при отражении лазерного импульса от плотной плазмы	140
<u>Костенко О.Ф., Андреев Н.Е.</u> Динамика нагрева и ионизации металлического кластера интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом	141
<u>Кузнецов С.В.</u> Ускорение немоноэнергетического электронного сгустка, инжектируемого перед лазерным импульсом, генерирующим ускоряющую кильватерную волну	142

<u>Пикуз (мл.) С.А., Фаенов А.Я., Магунов А.И., Гасилов С.В., Пикуз Т.А., Скобелев И.Ю.</u> Ускорение многозарядных ионов в сплошных твердых телах и наноструктурах при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов малого контраста	143
<u>Лебо И.Г., Лебо А.И., Watani D.</u> Зависимость давления в сжатом конденсированном веществе от параметров мощных лазерных импульсов	144
<u>Бисти В.Е.</u> Влияние асимметрии двойных электронных слоев на интенсивность комбинационного рассеяния на магнитоплазменных возбуждениях	145
<u>Гуренцов Е.В., Еремин А.В.</u> Определение свойств железных наночастиц методом импульсного лазерного нагрева . . .	146
<u>Костановский А.В., Костановская М.Е., Пресняков Д.В.</u> Обоснование надежности определения радиационной температуры методом тонкой пластины (эксперимент и численное моделирование)	147
<u>Савранский В.В., Климовский И.И.</u> Физический синтез карбина — третьей аллотропной формы углерода	148
<u>Климовский И.И., Абрамов Д.В., Галжин А.Ф., Жаренова С.В., Прокошев В.Г., Шаманская Е.Л.</u> Плавление стеклоуглерода сконцентрированным лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении	149
<u>Лысенко И.Ю., Башарин А.Ю., Исакова Л.Д.</u> Механизм образования нанотрубок и нановолокон из жидкого углерода, допированного кремнием	150
<u>Савинцев А.П.</u> Влияние лазерного облучения на электрические характеристики диэлектриков	151
<u>Жуляков Л.А., Костановский А.В., Похил Г.П.</u> Формирование двумерного кулоновского кристалла на поверхности диэлектрика	152
<u>Артёмов Е.И., Прокопьев Е.П., Тимошенко С.П., Графутин В.И., Калугин В.В., Бритков О.М., Тимошенко Ан.С., Бритков И.М., Лапицкий Ю.Я., Залужный А.Г., Тимошенко Ал.С.</u> Лазерно-химические методы осаждения пленок кремния в гидридном и хлоридных процессах . . .	153
<u>Гацкевич Е.И., Илев Г.Д., Володин В.А., Двуреченский А.В., Ефремов М.Д., Никифоров А.И., Якимов А.И.</u> Воздействие интенсивного лазерного излучения на Ge/Si гетероструктуры с квантовыми точками	154

<i>Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л.</i> Плавление нанокластеров Ge в Si матрице при импульсном лазерном нагреве	154
<i>Бычков С.С., Бычков (мл.) С.С., Майорова Л.М., Пятницкий Л.Н., Солдатенков Е.С.</i> Измерение электропроводности плазмы бесселева пучка	155
<i>Черненко А.С., Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Брызгунов В.А., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Зеленин А.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королёв В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнова Е.А., Устров Г.И., Шагин В.А., Пикуз С.А., Романова В.М., Шелковенко Т.А., Ткаченко С.И.</i> Исследование многопроволочного X-пинча на сильноточном генераторе С-300	156
<i>Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Брызгунов В.А., Данько С.А., Зеленин А.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королёв В.Д., Смирнова Е.А., Устров Г.И., Черненко А.С., Пикуз С.А., Романова В.М., Шелковенко Т.А.</i> Результаты экспериментов по изучению динамики плазмы X-пинча при токах до 2 МА	157
<i>Захаров С.В., Смирнов В.П.</i> К идее использования микро- и нанодисперсных структур для сжимающихся плазменных лайнеров	158
<i>Гасилов С.В., Фаенов А.Я., Пикуз Т.А., Калегари Ф., Стажера С., Воцци К., Нисоли М.</i> Исследование пространственной когерентности мягкого рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы и его использование для получения фазово-контрастных изображений . .	159
<i>Гасилов В.А., Дьяченко С.В., Ольховская О.Г., Болдарев А.С., Карташева Е.Л., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Александров В.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Грицук А.Н., Грибов А.Н.</i> Численное моделирование электродинамического сжатия конических плазменных лайнеров . .	160
<i>Колесников С.А., Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова В.Е., Кац М.М., Марков Н.В., Смирнов Г.Н., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Шарков Б.Ю., Дудин С.В., Минцев В.Б., Уткин А.В., Фортвов В.Е.</i> Протонно-радиографический комплекс для исследования быстропротекающих процессов на базе ускорителя ТВН-ИТЭФ	161

<u>Григорьев Д.А., Ким В.В., Ломоносов И.В.</u> Численное моделирование динамического сжатия дейтерия в экспериментах с интенсивными пучками тяжелых ионов	162
<u>Матвеевичев А.В., Шутов А.В., Тахир Н.А.</u> Численное моделирование мишеней, предложенных для генерации антипротонов	163
<u>Шутов А.В., Жарков А.П.</u> Численное моделирование маховских отражений ударных волн, создаваемых пучками тяжелых ионов	164
<u>Бакулин В.Н., Бугай И.В., Острик А.В.</u> Универсальный численный код для моделирования динамического деформирования и разрушения тонкостенных конструкций при тепловом и механическом действиях излучений и частиц	165
<u>Иванов М.И., Александрин С.Ю., Даниленко К.Н., Костин А.Б., Москвичёв В.А., Сущенко А.Н.</u> Предельное временное разрешение высокочувствительных детекторов импульсного нейтронного и гамма-излучения	166
<u>Вебера И.И., Поболь И.Л., Голковский М.Г.</u> Исследование возможностей электронно-лучевой обработки для повышения бронезащитных свойств титановых сплавов	168
<u>Блейхер Г.А., Кривоногов В.П., Степанова О.М.</u> Эрозия микровыступа на поверхности медного образца под действием мощного импульсного ионного пучка	169
<u>Кайдалов А.А.</u> Модель проплавления металла тонким электронным пучком с энергией 20–150 кэВ	170
<u>Пикалов Г.Л., Кисеев С.В.</u> Оценка эффективности воздействия нейтронов на полупроводниковые материалы	171
<u>Янковский Б.Д., Едлин М.Ю., Янковская Е.Б.</u> Искажение информации в микросхемах памяти при воздействии импульсов электромагнитного поля	172
<u>Дождиков В.С., Петров В.А., Степанов С.В.</u> Оптические свойства и терморadiационные характеристики высокоотражающих теплоизоляционных материалов	173
<u>Русин С.П.</u> О бесконтактном определении истинной температуры объекта при субсекундном нагреве	174
<u>Шеманин В.Г., Райбул С.В., Воронина Э.И.</u> Динамика температуры поверхности полимерной мишени при лазерной абляционной деструкции	175

<u>Чартий П.В., Семенычева О.В., Чартий Р.П., Шеманин В.Г.</u> Оценка дисперсности измельчаемого порошка интегральными оптическими методами	176
<u>Чартий Р.П., Гуцол И.В., Руднев А.А., Чартий П.В., Шеманин В.Г.</u> Оценка содержания мелкодисперсных твердых частиц в воздухе по спектральной зависимости фактора рассеяния	177
<u>Веремьёв Н.К., Веремьёв К.Н., Фофанов Я.А., Шеманин В.Г.</u> Электрические пробы межэлектродного пространства в аэродисперсной среде	178
<u>Андреевская В.Ю., Аджиев А.Х., Зашакуев З.Т.</u> Исследования взаимодействия ИК излучения с аэрозольными образованиями	179
<u>Зашакуев Т.З., Кремешков В.К., Орквасов Ю.А., Рагимов Э.А.</u> О прозрачности атмосферы для оптико-электронных информационных систем на горизонтальных и наклонных трассах при различных метеоусловиях в горной местности	180
<u>Шижин В.Б., Назин С.С.</u> О проводимости электролита на конечных частотах	181

**СЕКЦИЯ 4. ФИЗИКА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

<u>Иосилевский И.Л.</u> Поляризация плазмы в массивных астрофизических объектах	182
<u>Левашов П.Р., Филинов В.С., Шуберт Г., Феске Х., Бониц М., Фортв В.Е., Филинов А.В.</u> Расчет проводимости плазмы водорода методом квантовой динамики в вигнеровской формулировке квантовой механики	182
<u>Вичев И.И., Новиков В.Г., Соломянная А.Д.</u> Calculation of tungsten emission spectra for megaampere Z-pinches	183
<u>Зеленер Б.Б., Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.В., Манькин Э.А.</u> Коэффициент рекомбинации в неидеальной ультрахолодной плазме	184
<u>Хизлуха Д.Р., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В.</u> Константа перехода между возбужденными ридберговскими состояниями	185
<u>Гончаров А.В., Каштанов П.В., Смирнов Б.М.</u> Кинетика магнетронной плазмы	185
<u>Ланкин А.В., Саитов И.М.</u> Влияние квазиклассических связанных состояний на уравнение состояния сильнонеидеальной плазмы	186

<u>Шумихин А.С., Хомкин А.Л.</u> Асимптотические свойства химических моделей плазмы и гелиосейсмология	187
<u>Захаров В.С., Новиков В.Г.</u> Ионизационный состав плазмы солнечной короны с присутствием нетепловых электронов	188
<u>Чигвинцев А.Ю., Иосилевский И.Л.</u> Приближение сплошной среды и аномалии в описании неоднородной неидеальной плазмы	189
<u>Апфельбаум Е.М.</u> Расчёт транспортных свойств щелочных металлов в жидкой и закритической фазах	190
<u>Обручкова Л.Р., Апфельбаум Е.М., Левашов П.Р., Хищенко К.В.</u> Двухтемпературное широкодиапазонное уравнение состояния на основе обобщенной модели Хартри с учетом ионизации	191
<u>Вейсман М.Е., Андреев Н.Е., Левашов П.Р., Обручкова Л.Р., Хищенко К.В.</u> Широкодиапазонные полуэмпирические модели неравновесной плазмы, образующейся при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлы	192
<u>Климовский И.И., Лапчик Д.С., Яшков А.Д.</u> Образования и притяжения дэбаевских атомов в изотермической пылевой плазме в условиях земной гравитации	193
<u>Юрьев Д.С., Шилкин Н.С., Минцев В.Б., Фортон В.Е.</u> Магнетосопротивление и проводимость ударно-сжатой плазмы аргона в сильном магнитном поле	194
<u>Козлов А.В., Лузганов С.Н., Полищук В.П., Шурупов А.В.</u> Влияние резонансной деформации канала на характеристики магнитоплазменного ускорителя макротел	195
<u>Лившиц Ю.Я.</u> Магнитно-импульсное ускорение	196
<u>Друкаренко С.П., Климов Н.С., Козлов А.Н., Москачева А.А., Подковыров В.Л.</u> Исследование приэлектродных процессов в квазистационарном плазменном ускорителе с продольным магнитным полем	196
<u>Пинчук М.Э., Богомаз А.А., Будин А.В., Домрачева И.В., Лосев С.Ю., Петренко М.В., Позубенков А.А., Рутберг Ф.Г.</u> Регистрация мягкого рентгеновского излучения из канала сильноточного разряда в газе высокой плотности	198
<u>Романова В.М., Мингалев А.Р., Тер-Оганесян А.Е., Ткаченко С.И., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А.</u> Распределение вещества в канале разряда при электрическом взрыве проволочек	198

<i>Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Ольховская О.Г., Багдасаров Г.А., Дьяченко С.В., Ткаченко С.И.</i> Численные эксперименты по электровзрыву вольфрамовой проволоочки на основе модели с учетом эффекта шунтирования тока	199
<i>Петров О.Ф., Фортвов В.Е., Иванов А.С., Ваулина О.С., Воробьев В.С.</i> External forces in dusty plasmas: basic phenomena and applications	200
<i>Антипов С.Н., Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Майоров С.А., Марковец В.В., Петров О.Ф.</i> Структура и плавление плазменно-пылевых кристаллов в криогенном газовом разряде	201
<i>Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф.</i> Влияние магнитного поля на плазменно-пылевые структуры в разряде постоянного тока	201
<i>Schweigert I.V.</i> Low frequency ion flux formation in capacitively coupled discharge in BF_3/Ar mixture	202
<i>Арискин Д.А., Александров А.Л., Швейгерт И.В., Питерс Ф.М.</i> Моделирование плазмохимических процессов в емкостном ВЧ разряде для смеси $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2$	203
<i>Адамович К.Г., Ваулина О.С., Хрусталева Ю.В., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортвов В.Е.</i> Диагностика параметров пылевой плазмы ВЧ-разряда по функциям эволюции массопереноса	204
<i>Василяк Л.М., Жадина Е.В., Поляков Д.Н.</i> Влияние пылевых частиц на свойства положительного столба тлеющего разряда	205
<i>Гавриков А.В., Горанская Д.Н., Иванов А.С., Петров О.Ф., Тимирханов Р.А., Фортвов В.Е.</i> Кластерные образования в пылевой плазме высокочастотного газового разряда	206
<i>Васильев М.Н., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Тимирханов Р.А., Фортвов В.Е.</i> Экспериментальное исследование зарядки пылевых частиц электронным пучком	207
<i>Лисин Е.А., Ваулина О.С.</i> Моделирование динамики заряженных сильно асимметричных пылевых частиц во внешнем электрическом поле	208
<i>Дьячков Л.Г., Храпак А.Г., Храпак С.А.</i> Зарядка и экранировка пылевых частиц в столкновительной плазме в приближении замороженных реакций	209

<u>Дьячков Л.Г., Костановский И.А.</u> Расчет зарядки пылевой частицы в гидродинамическом приближении с учетом бесстолкновительного слоя	210
<u>Тимофеев А.В., Стегайлов В.В.</u> Восстановление параметров потенциала взаимодействия плазменно-пылевых частиц в кластерах по результатам моделирования и экспериментальным данным	211
<u>Добровольская А.С., Норман Г.Э.</u> Восстановление потенциала взаимодействия пылевых частиц в плазме ВЧ-разряда	211
<u>Майоров С.А.</u> О вращательном движении пылинок в плазме	212
<u>Попова Д.В., Майоров С.А., Антипов С.Н., Петров О.Ф.</u> Плазменно-пылевые структуры в газовом разряде в смеси инертных газов	214
<u>Богачев С.С., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Исаков А.А., Рыков В.А., Рыков К.В.</u> Вейвлет-анализ пылевых структур в ядерно-возбуждаемой плазме	214
<u>Рыков В.А., Рыков К.В., Исаков А.А., Депутатова Л.В., Владимиров В.И.</u> Пылевые частицы в трековой плазме, создаваемой вертикальным пучком протонов	215
<u>Шурупов М.А., Райныш В.А.</u> Анализ возможности применения тлеющего разряда для очистки поверхности порошков микрометрического размера	216
<u>Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф.</u> Исследование состояния и температуры поверхности катода сильнотоковой дуги методом высокоскоростной визуализации	217
<u>Терешонок Д.В.</u> Моделирование воздействия барьерного разряда на поток	218
<u>Савельев А.С., Голуб В.В., Ласкин И.Н.</u> Численное моделирование управления отрывом высокоскоростного потока при выделении энергии на обтекаемой поверхности	220
<u>Емельянов А.В., Еремин А.В.</u> Кинетика зарядки углеродных наночастиц в термической плазме за ударной волной	221
<u>Стариковский А.Ю.</u> Физика импульсных наносекундных разрядов и их применения	222
<u>Рупасов Д.В., Нуднова М.М., Завьялов И.Н., Стариковский А.Ю.</u> Изменение режима обтекания в низкотурбулентном потоке при помощи импульсного наносекундного разряда	222

<i>Пикалов Г.Л., Кисеев С.В.</i> Алгоритм прогнозирования параметров радиационного нагружения испытываемой аппаратуры на исследовательских реакторах	223
<i>Денисов-Винский Н.Д., Зайченко В.М., Марков А.В., Суслов В.А.</i> Автономные газопоршневые мини-ТЭЦ	224
<i>Петровский В.П., Петровская Е.В.</i> Оценка интеллектуальной собственности и нематериальных активов ИТЭС ОИВТ РАН	225
ИНДЕКС ПО АВТОРАМ	227
ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ	234
ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ	245

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ
ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОТЕНЦИАЛОВ ИОНИЗАЦИИ
И СТАТИСТИЧЕСКИХ СУММ ИОНОВ**

Шпагаля Г.В.

ИММ РАН, Москва

shpagalya@yandex.ru

Статистическая модель Томаса-Ферми и ее модификации с различными поправками (квантовыми, обменными, оболочечными) используются для оценки: а) потенциалов ионизации, б) статистических сумм возбуждения ионов.

а) Рассматриваются два варианта расчетов: «холодный» и «горячий». В первом варианте для нулевой температуры вычисляются энергии и потенциалы ионизации свободных ионов, затем те же характеристики рассчитываются для сжатых ионов. Анализируется зависимость результатов от степени сжатия. Во втором варианте вычисляются характеристики идеальной плазмы с температурой T : химический потенциал $\mu(T)$, степень ионизации $z(T)$, энергия ионизации $\varepsilon(T)$. Исключение температуры из этих зависимостей дает связи $\mu(z)$, $\varepsilon(z)$, которые применяются для определения потенциалов ионизации.

б) Используемые в химической модели плазмы статистические суммы возбуждения ионов вычисляются на основе модели Томаса-Ферми свободного иона без привлечения эмпирической информации. Рассмотрены различные формфакторы обрезания, ограничивающие суммирование по уровням возбуждения: по критерию среднего расстояния между тяжелыми частицами, по температуре, согласно приближению Планка-Бриллюэна-Ларкина. Приводятся выражения для средней энергии возбуждения и производных от статистической суммы по температуре и объему. Исследуются асимптотики статистических сумм при $\rho \rightarrow 0$ и при $T \rightarrow \infty$. Для алюминия и железа проведено сравнение с результатами эмпирического подхода.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-01-00631 и 06-01-00097-а).

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ Mg ПРИ СЖАТИИ И НАГРЕВАНИИ

Синько Г.В., Смирнов Н.А.*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**gevas@uniterra.ru*

Согласно экспериментам [1] сжатие кристалла Mg при комнатной температуре приводит к структурному переходу гпу \rightarrow оцк при давлении ~ 50 ГПа. Согласно расчетам [2], основанным на использовании парного потенциала, выведенного из обобщенной теории псевдопотенциала [3], с ростом температуры происходит все тот же переход гпу \rightarrow оцк, но давление перехода постепенно снижается и при температуре, равной температуре плавления, составляет ~ 5 ГПа. Эксперименты [4] показали, что при температурах 1200–1000 К и давлениях 9.6–20 ГПа вместо перехода гпу \rightarrow оцк происходит переход гпу \rightarrow дгпу. В данной работе исследуется вопрос о структурных переходах в кристаллах Mg на основе первопринципных расчетов с использованием метода, описанного в [5]. Представлены и проанализированы результаты этих расчетов и на их основе предложен вариант фазовой диаграммы Mg, включающей две тройные точки: гпу \rightarrow дгпу \rightarrow жидкость и гпу \rightarrow оцк \rightarrow дгпу. Предложенный теоретический вариант фазовой диаграммы Mg вполне может быть проверен экспериментально.

1. Olijnyk H., Holzapfel W.B., Phys. Rev. B, V. 31, P. 4682, (1985).
2. J.A. Moriarty, J.D. Althoff, Phys. Rev. B, V. 51, P. 5609, (1995).
3. McMahan A.K., Moriarty J.A., Phys. Rev. B, V. 27, P. 3235, (1983).
4. Errandonea D., Meng Y., Hausermann D., Uchida T., J. Phys.: Condens. Matter, V. 15, P. 1277, (2003).
5. Sin'ko G. V., Smirnov N. A., J.Phys.: Condens. Matter, V. 14, P. 6989, (2002).

BRIZ — ПРОГРАММА ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЗОН БРИЛЛЮЭНА ДЛЯ АНАЛИЗА УСТОЙЧИВОСТИ СТРУКТУР ПРОСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Дегтярева В.Ф.

ИФТТ РАН, Черноголовка

degtyar@issp.ac.ru

Программа BRIZ разработана для трехмерной визуализации зон Бриллюэна (Джонса) и сферы Ферми в модели почти свободных

электронов для качественного анализа устойчивости кристаллических структур простых *sp* металлов [1]. Физическая модель, которая лежит в основе программы, базируется на принципе валентно-электронной стабилизации сложных кристаллических структур типа фаз Юм-Розери в сплавах Cu-Zn и подобных сплавов *sp* металлов. Понижение энергии структуры происходит при образовании большого числа плоскостей Бриллюэна вблизи поверхности Ферми, что приводит к выигрышу энергетического зонного вклада. Для таких структур зона Бриллюэна-Джонса имеет форму полиэдра, хорошо аккомодирующего сферу, и высокую степень заполнения электронными состояниями [2]. Недавние структурные исследования элементов при высоком давлении привели к обнаружению новых сложных структур с низкой симметрией в отличие от типично металлических плотноупакованных и высокосимметричных структур [3]. Фазы высокого давления щелочных и щелочно-земельных металлов следует рассматривать как новые фазы типа Юм-Розери [4].

1. Degtyareva V.F. and Smirnova I. S. // Z. Kristallogr. 2007, V. 222 (accepted).
2. McMahon M.I. and Nelmess R. J. // Chem. Soc. Rev. 2006. V.35. P. 943.
3. Mott N. F. and Jones H. The Theory of the Properties of Metals and Alloys. London: Oxford University Press, 1936.
4. Дегтярева В.Ф. // УФН. 2006. Т. 176. С. 383.

КВАЗИЗОННАЯ МОДЕЛЬ ВЕЩЕСТВА

Грушин А.С., Новиков В.Г.*

ИПМ РАН, Москва

**GrushinA@gmail.com*

Предложена квазизонная модель вещества для учета эффектов плотности, т.е. межзонного и ион-электронного взаимодействия в плотной плазме. Используется приближение среднего атома модели Хартри-Фока-Слэтера [1], в котором совокупность ионов в различных состояниях описывается одним представителем – ионом со средними числами заполнения. Энергетический спектр такого иона состоит из трех групп состояний – дискретных, непрерывных и промежуточных. Для описания промежуточных (слабосвязанных) состояний электронов используется модель усредненных сферических ячеек и вводится понятие квазизон. Такой подход позволяет проводить расчеты по единой модели при произвольной плотности вещества и в результате полу-

чать детальную информацию об энергетическом спектре электронов в веществе, гладкие термодинамические функции в широком диапазоне температур и плотностей (на практике проводились расчеты в диапазоне от 10^{-4} г/см³ до 10^4 г/см³ по плотности и от 1 эВ до 10 кэВ по температуре).

Учет квазизон очень важен при описании процесса выдавливания дискретных уровней в непрерывный спектр, так как позволяет получить физически более оправданную картину погружения уровней в непрерывный спектр при увеличении плотности вещества по сравнению с другими подходами. Расчеты проводятся с использованием численных волновых функций для всех электронных состояний. В качестве примера приведены результаты расчетов уравнений состояния и ударных адиабат для He, Be, Al, Fe, Sn, Pb.

1. Nikiforov A.F., Novikov V.G., Uvarov V.B., Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State // Birkhäuser, 2005.

КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НУЛЕВОЙ ИЗОТЕРМЫ АТОМАРНОГО КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОДОРОДА ДО ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЕЙ СЖАТИЯ

Голубев В.К.

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров

gol@soccc.ru

Полученные еще в 70-х годах экспериментальные результаты по квазиэнтропическому сжатию водорода указали на возможность его перехода в атомарное состояние при давлениях выше 200 ГПа и плотностях более 1.0 г/см³. Последующие экспериментальные и теоретические работы подтвердили и некоторым образом уточнили эти данные. В данной работе квантово-механический расчет возможного положения нулевой изотермы атомарного кристаллического водорода выполнен по программе Gaussian03 с использованием метода теории функционала плотности и периодических граничных условий.

Во всех проведенных расчетах использовался функционал BLYP и ряд наборов базисных электронных функций, от минимального STO-3G до достаточно полновесного 6-311G(d,p). На первом этапе выполнялись одноточечные расчеты энергии от степени сжатия для трех кристаллических структур – объемно-центрированной кубической (оцк), гранецентрированной кубической (гцк) и гексагональной

плотнупакованной (гпу). В результате для каждой из структур была получена полная нулевая изотерма, включающая в себя как стабильную при высоких сжатиях, так и нестабильную гипотетическую область при низких сжатиях и растяжениях. Предельное сжатие соответствовало двукратному уменьшению равновесного параметра решетки, то есть восьмикратному уменьшению объема. Для примера можно указать, что гипотетическое равновесное состояние оцк-структуры при использовании базисного набора 6–31G(d,p) характеризовалось параметром решетки 184.5 пм, что соответствовало плотности 0.533 г/см³. На втором этапе для оцк-структуры выполнялись простые оптимизационные расчеты энергии от степени сжатия. В этом случае центральный атом кристаллической ячейки не фиксировался и его окончательное положение определялось в результате расчета. При проведении серии расчетов с последовательным снижением степени сжатия была определена зона перехода от стабильной атомной кристаллической структуры к структуре, которую можно охарактеризовать как молекулярную.

ВЛИЯНИЕ ДИССОЦИАЦИИ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОГО ДЕЙТЕРИЯ

*Боцан А.В., Левашов П.Р.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pasha@ihed.ras.ru*

В недавних экспериментах по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия [1] наблюдался значительный рост плотности (около 30%) при практически постоянном давлении (1.4 Мбар), свидетельствующий о возможном фазовом переходе в этой области. Данная работа посвящена изучению этого явления посредством метода Монте-Карло для реагирующих смесей [2], который дает возможность моделировать фазовое и химическое равновесия без непосредственного вычисления химических потенциалов. Метод рассчитывает вероятности прямой и обратной реакций и быстро сходится к равновесию, позволяя вычислять концентрации реагентов и термодинамические свойства, в том числе для нескольких сосуществующих фаз. При моделировании учитывается только реакция диссоциации, при расчете константы равновесия которой принимаются во внимание колебательные и вращательные энергетические уровни молекулы. Взаимодействие между различными сортами частиц описывается эффективными парными потенциалами. В работе вычислена изоэнтропа сжатия дейтерия; кроме того,

подробно исследована область термодинамической аномалии, в которой наблюдается плохая сходимость к равновесию. Расчет изэнтропы сжатия проводился 2 независимыми способами: «методом пробной частицы» [3] и методом Зельдовича [4]. Полученные результаты находят-ся в хорошем согласии с экспериментом [1]. В дальнейшей работе при моделировании планируется наряду с реакцией диссоциации учесть и фазовое равновесие.

1. Fortov V.E., *et al.* // Phys. Rev. Lett. V99. P. 185001 (2007).
2. Bezukrovniy, V., *et al.* // Phys. Rev. B. V.69. P. 061204 (2004).
3. Widom B. // J. Chem. Phys. .39 P. 2808 (1963).
4. Zel'dovich Ya. B. // ЖЭТФ V.32. P. 1577 (1957).

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И ПЕРЕНОСНЫЕ СВОЙСТВА ВОДОРОДА ПРИ МНОГОКРАТНОМ УДАРНОМ СЖАТИИ ДО ДАВЛЕНИЙ 120–140 ГПа

*Терновой В.Я.**, *Пяллинг А.А.*, *Николаев Д.Н.*,
Квитов С.В., *Фортвов В.Е.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**ternovoi@fcr.ac.ru*

Экспериментально изучен процесс многократного ударного сжатия плотной плазмы водорода до давлений 120–140 ГПа. Конечная температура варьировалась в пределах 3000–6000 К в зависимости от начальной плотности водорода. Измерена интенсивность собственного оптического излучения и сопротивление плазмы в процессе ее сжатия. Проведено сравнение полученных данных с результатами одномерного моделирования процесса сжатия. Построено полуэмпирическое многофазное уравнение состояния водорода. Поведение газообразного водорода было описано в рамках вариационной модели мягких сфер. Учет диссоциации проводился в предположении о независимости энергии межчастичного взаимодействия от сортов окружающих частиц. Построенное уравнение состояния газообразного водорода хорошо согласуется с результатами однократного ударного сжатия водорода. Для описания экспериментальных данных по плотности и электропроводности водорода при многократном ударном сжатии было построено уравнение состояния водородной плазмы. Считалось, что в плазменном состоянии электроны водорода существенно делокализованы, электронная плотность на границе атомной ячейки отличается от электронной плотности на границе атомной ячейки в газо-

вой фазе. Это затрудняет перемешивание газовой и плазменной фазы. Была построена кривая равновесия водородной плазмы и газообразного водорода. Согласно построенной модели, проводимость водорода должна уменьшаться при повышении температуры и фиксированном давлении на уровне 130 ГПа. В выполненных экспериментах было зарегистрировано уменьшение электропроводности водорода от уровня $300 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ при температуре 3000 К до $10 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ при температуре 6000 К, что находится в качественном согласии с построенной моделью уравнения состояния.

МНОГОФАЗНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ЭНЕРГИИ

Хищенко К.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

konst@ihed.ras.ru

Для построения численных моделей физических процессов при воздействии интенсивных потоков энергии на конденсированные среды необходимо описание термодинамических свойств и фазовых превращений вещества в широкой области давлений и температур. В докладе излагаются основные подходы к получению полуэмпирических уравнений состояния различных материалов при высоких плотностях энергии. Представлена новая модель уравнения состояния с учетом полиморфных превращений, плавления и испарения в обширном диапазоне температур и удельных объемов. Проведено сопоставление результатов расчета термодинамических характеристик различных элементов (углерод, калий, титан) и соединений (вода, кремнезем) в волнах ударного сжатия и адиабатической разгрузки с имеющимися экспериментальными данными при высоких давлениях и температурах.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПЛАВЛЕННОГО АЛМАЗА В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ПЛАНЕТНЫХ НЕДР

Молодец А.М.

ИПХФ РАН, Черноголовка

molodets@icp.ac.ru

В [1] в рамках полуэмпирического подхода построена свободная энергия жидкого алмаза и был получен максимум на кривой плавления алмаза в точке (400 ГПа; 5700 К), а также был сделан вывод о том, что кривая плавления алмаза приобретает в области давлений превышающих 400 ГПа отрицательную производную $dT/dP < 0$. Кроме этого в [1] была рассчитана ударная адиабата алмаза, которая испытывает излом в области, где наклон кривой плавления имеет отрицательное значение. Недавно эти особенности были подтверждены экспериментально в [2]. При этом излом и сама прогностическая ударная адиабата жидкого алмаза оказались близкими к экспериментальным точкам из работы зарубежных ученых.

В [1] предполагалось, что расплав алмаза представляет собой диэлектрик. Однако в экспериментах [3] показано, что жидкий алмаз за фронтом ударной волны хорошо отражает свет, что истолковано как следствие металлизации расплавленного алмаза. Кроме этого в последнее время появились и измерения температуры ударно сжатого расплава алмаза.

В представляемой работе показано, что металлическое состояние алмазной жидкости в условиях планетных недр Урана и Нептуна (давление до 1350 ГПа, температура до 11500 К), можно качественно и количественно истолковать в рамках полуэмпирического описания в приближении почти свободных электронов из [4] и решёточной составляющей из [1].

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет».

1. Molodets A.M. et al. Free energy and shock compression of diamond //in Shock compression of Condensed Matter-1997./ edited by Schmidt/Dandekar/Forbes. 1998, The American Institute of Physics, P. 91–94.
2. Brygoo S. et al. Laser-shock compression of diamond and evidence of a negative-slope melting curve // Nature materials. 2007. V. 6. P. 274–277.

3. Bradley D.K. et al. Shock compression Diamond to a Conducting Fluid // Physical Review Letters. 2004. V. 93. № 19. P. 21955064
4. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. // Успехи физических наук. 1965. Т. 85. Вып. 2. С. 197–258.

КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИСТЕМ СО СТАТИСТИКАМИ БОЗЕ И ФЕРМИ

Иванов А.В.

ИПМ РАН, Москва

aivanov@keldysh.ru

Предложено кинетическое уравнение, аналогичное уравнению Фоккера–Планка, описывающее эволюцию функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ системы со статистикой Бозе, Ферми или Больцмана в термостате с температурой T :

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \gamma_v \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \left[T \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{v} (1 + \Gamma f) f \right],$$

где U — потенциал внешних или самосогласованных сил.

Для больших γ_v (передемпфированный осциллятор) уравнение может быть переписано как:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \gamma_r \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[T \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} (1 + \Gamma f) f \right].$$

Здесь γ_v, γ_r — модельные параметры, параметр Γ определяет вид равновесного решения

$$f_{\text{eq}} = \frac{1}{\exp \frac{U + \mathbf{v}^2/2 - \mu}{T} - \Gamma},$$

т.е. при $\Gamma = 0$ распределение Больцмана, при $\Gamma = 1$ распределение Бозе, при $\Gamma = -1$ распределение Ферми.

Уравнение решается численно, методом стохастического аналога [1]. Все расчеты проведены под управлением пакета RACS [2].

В работе приведен ряд расчетов для гармонических и ангармонических осцилляторов со статистиками Бозе и Ферми, в том числе исследован эффект стохастического резонанса.

Левая часть предложенного уравнения является феноменологической; позволяет учитывать квантовую природу моделируемой системы с минимальными вычислительными затратами.

1. Zmievskaia G.I. // Mat. modelirovanie. 1996. V.8. №11. P. 3–40.
2. Иванов А.В. // Автоматизация и современные технологии. М.: Машиностроение. 2007. №12.

МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЫ

Куропатенко В.Ф.

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

v.f.kuropatenko@vniitf.ru

Излагается молекулярно-кинетическое обоснование модели многокомпонентных сред. Переход с микроуровня на макроуровень происходит так, что все законы сохранения массы, количества движения и энергии выполняются. В результате этого кинетическая энергия молекул разделяется на кинетическую энергию сплошной среды и неравновесную кинетическую энергию. При мгновенном переходе к равновесному состоянию сплошной среды в случае одного компонента неравновесная кинетическая энергия превращается во внутреннюю энергию. После этого определяются все величины, характеризующие газ на макроуровне. В случае смеси макроуровень каждого компонента является промежуточным уровнем (мезоуровнем) для смеси. При дальнейшем переходе на макроуровень смеси новая неравновесная кинетическая энергия переходит во внутреннюю энергию не мгновенно, а в ходе релаксационных процессов, которые описываются законами сохранения в дифференциальной форме.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 07–01–96011 и 07–01–00378.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЛУННОГО ГРУНТА

Ломоносов И.В.

ИПХФ РАН, Черногловка

dontlikespam@email.net

Согласно данным исследований, поверхность Луны представляет собой структуру физико-химического сложного состава: вещество поверхности, т.н. реголит, имеет среднюю плотность 1.2 г/см^3 , пористость до 50% и состоит из частиц спекшейся и разрушенной породы, отдельные фрагменты грунта, камни, имеют плотность от 1.3 до 1.8 г/см^3 и близкий химический состав, который в среднем можно

оценить как SiO_2 — 40–45%, FeO — 20%, Al_2O_3 — 12%, CaO — 10% (массовые проценты). На основе данных в соответствии с принципом аддитивности термодинамических свойств сделаны оценки для теплоемкости, сжимаемости, плавления и испарения лунного грунта, а также свойств ударной адиабаты вещества лунного грунта по составу основных пороодообразующих оксидов. Выполнено построение многофазного УРС для фазы высокого давления с плотностью 4.13 г/см^3 , плавление и испарение при этом бралось по наиболее легкокипящим и легкоиспаряемым компонентам. Для лунного грунта получены температура испарения при комнатном давлении 3700 К, что наиболее близко к данным для периклаза, 3800 К, и извести, 3723 К. Отметим, что расчетная ударная адиабата фазы высокого давления лунного грунта также очень близка к ударным адиабатам указанных оксидов. В расчете получены следующие параметры критической точки: $P_c=1.3 \text{ ГПа}$, $V_c=0.75 \text{ см}^3/\text{г}$, $T_c=14000 \text{ К}$. Построенное УРС использовано при проведении численного моделирования предстоящего в 2008 г. эксперимента LCROSS (Lunar CRater Observation and Sensing Satellite) по поиску воды на Луне, в рамках которого планируется высокоскоростное столкновение с Луной тяжелого ударника весом порядка 2 тонн.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СМЕСИ

Бельжеева Р.К.

НГУ, Новосибирск

rumia@post.nsu.ru

Смеси широко представлены в окружающем нас мире и активно используются в практической деятельности человека, поэтому умение описывать их поведение в различных процессах является насущной необходимостью. При ударно-волновом нагружении мелкозернистых порошковых смесей используется равновесная модель, поскольку свойства твердых тел при высоких давлениях и температурах приближаются к свойствам жидкости. В этом случае смесь можно описать как один континуум, свойства которого определяются свойствами составляющих. В данной работе предлагается широкодиапазонное уравнение состояния пористой смеси конденсированных компонентов, параметры которого зависят от соответствующих параметров составляющих, их концентраций и давления нагружения.

Смесь и ее составляющие описываются уравнениями состояния в форме Ми-Грюнайзена $P = P_X + \gamma\rho E_T$, $E = E_X + E_T$, где

$P_X = A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right]$, $E_T = c(T - 300)$, $E_X = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{P_X}{\rho^2} d\rho$. Удельная теплоемкость смеси задается формулой $c = \sum x_i c_i$, коэффициент Грюнайзена — $\gamma = 1 / \sum x_i \rho / \rho_{i0} \gamma_i$, где c_i , γ_i , ρ_{i0} , x_i соответственно удельная теплоемкость, коэффициент Грюнайзена, истинная плотность и массовая концентрация компонента i .

В зависимости от давления нагружения P параметры уравнения состояния смеси A , ρ_0 , n определяются по формулам ($k_i = P/A_i$, $\tilde{k}_i = (P/A_i)^{1/n}$): для $A_1 < A_{l-1} < P < A_l < \dots < A < \dots < A_n$

$$\frac{1}{\rho_0} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i}{\tilde{k}_i \rho_{i0}} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i}{\rho_{i0}}, \quad \frac{1}{\rho_0 n A} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i}{\tilde{k}_i \rho_{i0} k_i^2 n_i A_i} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i}{\rho_{i0} n_i A_i},$$

$$\frac{n+1}{\rho_0 n^2 A^2} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i (n_i+1)}{\tilde{k}_i \rho_{i0} (k_i^2 n_i A_i)^2} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i (n_i+1)}{\rho_{i0} (n_i A_i)^2};$$

для $A_1 < \dots < A < A_{l-1} < P < A_l < \dots < A_n$

$$\frac{1}{\tilde{k}_i \rho_0} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i}{\tilde{k}_i \rho_{i0}} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i}{\rho_{i0}}, \quad \frac{A}{\tilde{k}_i \rho_0 n} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i A_i}{\tilde{k}_i \rho_{i0} n_i} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i k_i^2 A_i}{\rho_{i0} n_i},$$

$$\frac{(n+1)A^2}{\tilde{k}_i \rho_0 n^2} = \sum_{i=1}^{l-1} \frac{x_i (n_i+1) A_i^2}{\tilde{k}_i \rho_{i0} n_i^2} + \sum_{i=l}^n \frac{x_i (n_i+1) k_i^4 A_i^2}{\rho_{i0} n_i^2}.$$

Совпадение ударных адиабат для пористых смесей $\text{Cu} + \text{C}$ и $\text{Cu} + \text{W}$ различного массового состава, рассчитанных с помощью предложенного уравнения состояния, с соответствующими экспериментальными адиабатами позволяет сделать вывод о применимости предлагаемого уравнения состояния.

К ПРОБЛЕМЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ПО САМОПОДОБНОМУ ФРАКТАЛЬНОМУ МНОЖЕСТВУ

Нахушев А.М.

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

niipma@mail333.com

В настоящее время стало очевидным, что математической основой физики фракталов является дробное исчисление [1]. Понятие фрактала считается одной из парадигм современной фундаментальной и экспериментальной физики, радиофизики и радиолокации [2], [3].

В докладе будет сделан анализ базовых фрактальных дифференциальных уравнений линейных математических моделей процессов переноса субстанции на самоподобных фрактальных структурах и наносистемах. В частности, будут предложены математические модели странных процессов переноса и уравнения состояния модельных наносистем. Особый акцент делается на качественный анализ решения

фрактального дифференциального уравнения вида

$$D_{0t}^\alpha N(\eta) = \lambda N(t), \quad (1)$$

которое представляет собой одно из базовых уравнений математической модели случайного блуждания точечной частицы по самоподобному фрактальному множеству Ω , вложенному в евклидово пространство \mathbb{R}^n размерностью $n \geq 2$.

В уравнении (1) D_{0t}^α означает оператор Римана-Лиувилля порядка $\alpha = 1 - m/2$ с началом в начальный момент $t = 0$ времени t ; m — спектральная размерность Ω , определяющая число взаимно ортогональных направлений на Ω ; λ — спектральный параметр; $N(t)$ — число структурных элементов фрактала Ω , которые частица, путешествующая из фиксированной точки \mathbb{R}^n , посещает за время t .

1. Нахушев А.М. Дробное исчисление и его применение. М.: Физматлит, 2003. — 272 с.
2. Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальная топология и странная кенетика: от теории перколяции к проблемам кинетической электродинамики // УФН. 2004. Т. 174, № 8. С. 809–850.
3. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации: Топология выборов. — М.: Университетская книга, 2005. — 848 с.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ЗАТУХАЮЩИХ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЯХ КАПЛИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Майков И.Л. , Директор Л.Б.*

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**maikov_i@mail.ru*

Технологические процессы, связанные с динамикой капли жидкости, имеют весьма широкое распространение. Это и поведение капель жидкого топлива в потоках горячего газа в ракетных двигателях и двигателях внутреннего сгорания, взаимодействие капель с поверхностью в струйных теплообменных устройствах и струйных принтерах, в технологиях окраски поверхностей, в технологиях производства защитных пленок и т.п. Большой интерес к задачам динамики капель проявляется исследователями теплофизических свойств жидкости динамическими методами. Одной из серьезных проблем, связанных с этими процессами, является задача адекватного описания поведения капли жидкости при больших начальных возмущениях ее

формы за счет воздействия внешних полей и при соударении капли с поверхностью или с другой каплей и разработка эффективных численных алгоритмов. В работе представлены математическая модель и численный метод решения задачи колебаний капли несжимаемой жидкости с использованием адаптивных сеток. Для определения положения подвижной границы (форма капли) на каждом временном шаге осуществляется преобразование области по одной координате. Течение описывается уравнениями Навье-Стокса в сферической системе координат. Предполагается осевая симметрия. Система двумерных нестационарных уравнений Навье-Стокса, записанная в слабо-дивергентной форме, аппроксимируется методом контрольного объема на шахматной сетке. Поле течения определяется на основе модифицированного алгоритма SIMPLE [1]. Для проверки адекватности модели проведена скоростная киносъемка затухающих колебаний капли дистиллированной воды, падающей из капилляра на плоскую фторопластовую поверхность [2]. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментом и результатами других авторов.

1. С. Патанкар. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. -М.: Энергоиздат, 1984.
2. Л.Б. Директор, И.Л. Майков, А.А. Серeda // В сб. Теплофизические свойства веществ (жидкие металлы, сплавы и наносистемы). Труды II Международного семинара, 25–30 сентября 2006 г. Нальчик: КБГУ. 2006. С. 67–70.

ТЕРМИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ АЛЮМИНИЯ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ–НЕМЕТАЛЛ

Рахель А.Д.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

rakhel@iht.mpei.ac.ru

Экспериментальная методика, представленная в работе [1] обеспечила достаточно однородный нагрев и практически одномерное расширение алюминиевого образца, который помещался между двумя сапфировыми пластинами и нагревался импульсом электрического тока. При этом за время менее 1 мкс в этом образце выделялась теплота в 4–6 раз превышающая энергию сублимации алюминия, и образец, при давлении в диапазоне 20–50 кбар, испытывал 2–9 кратное расширение. В течение этого процесса измерялись ток через образец, падение напряжения на нем и давление вблизи его поверхности, что позволило

напрямую определить давление как функцию плотности и внутренней энергии. В настоящей работе предпринимается попытка, на основе этих измерений, вычислить температуру алюминия без привлечения каких бы то ни было модельных представлений и, таким образом, получить термическое уравнения состояния.

1. Korobenko V.N. and Rakhel A. D., // Phys. Rev. B, 2007. V.75. P.064208.

РАСЧЁТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПАРА ЦЕЗИЯ НА ОСНОВЕ МАЛОКОНСТАНТНОГО ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Петкогло Н.П. , Захарова О.Д., Семёнов А.М.*

МЭИ, Москва

**petkoglonp@mail.ru*

Для аппроксимации экспериментальных данных о плотности пара цезия при температурах 980–2350 К и давлениях 0.1–9.6 МПа [1, 2] получено уравнение состояния в виде разложений давления и плотности по степеням активности (групповых разложений). Второй групповой интеграл рассчитан теоретически. Третий и четвёртый групповые интегралы содержат по два «подгоночных» параметра. Они оценены методом наименьших квадратов путём обработки данных [1] и части данных [2] без учёта результатов измерений при наибольших температурах (до 2510 К) и давлениях (до 13.8 МПа), которые не удаётся согласовать с остальными данными.

В указанном диапазоне температуры и давления выполнен расчёт различных термодинамических свойств пара на основе полученного термического уравнения состояния и стандартных термодинамических функций из справочника [3]. Погрешность результатов рассчитана по правилу переноса ошибок на основе оценки ковариационной матрицы параметров уравнения состояния.

Обсуждается сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными о скорости звука и адиабатном дроссель-эффекте, а также с таблицами справочника [2] (вириальное УС с 24 параметрами) и обзора [4] (групповые разложения с 11 параметрами).

1. Stone J.P., Ewing C.T., Spann J.R., et al. J. Chem. Eng. Data. 1966. V. 11. No. 3. P. 309–314.
2. Vargaftik N.B., Voljak L.D., Stepanov V.G. In: Handbook of Thermodynamic and Transport Properties of Alkali Metals / R.W.

Ohse ed. IUPAC chemical data series No. 30. Oxford, UK: Blackwell Sci. Publ., 1985. P. 641–665.

3. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник / Ред. В.П. Глушко. Т. 4. М.: Наука, 1982.
4. Мозговой А.Г., Попов В.Н., Фокин Л.Р. Термодинамические свойства паров цезия при температурах до 1700 К и давлениях до 5.2 МПа. Препринт ОИВТ РАН № 1–463. М., 2002. 45 с.

ОСОБЕННОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРЕМНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

*Штейнман Э.А.*¹, Терещенко А.Н.¹, Rabier J.²*

¹ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия, ²UMR CNRS, Poitiers, France

*steinman@issp.ac.ru

Пластическая деформация кремния, который имеет кубическую кристаллическую структуру, происходит при движении дислокаций в плоскостях плотной упаковки типа (111). При этом возможны два варианта движения дислокаций, связанные с последовательностью плоскостей в направлении $\langle 111 \rangle$ как AaBbCc. Один вариант связан с разрывом связей между плоскостями Aa, который выглядит предпочтительнее с энергетической точки зрения, так как при этом разрывается меньшее количество связей. Второй вариант заключается в движении дислокаций между разноименными плоскостями, например aB. Дискуссия на эту тему продолжается до настоящего времени, хотя электронно-микроскопическое исследование выявило дислокации, соответствующие второму варианту движения. В то же время при деформации образцов в экстремальных условиях высоких давлений и низких температур были обнаружены дислокации, соответствующие первому типу скольжения. В данной работе по спектрам дислокационной люминесценции определяется тип введенных дислокаций. Ранее было показано, что источником люминесценции в области длинноволновых линий Д1 и Д2 являются дефекты структуры вблизи ядра или в ядре дислокаций [1] скользящего набора. Предполагается, что эти дефекты образуются при движении и реакциях дислокаций. Интенсивность люминесценции пропорциональна концентрации этих дефектов. До настоящего времени микроскопическая природа этих центров не выявлена. Однако, для направленной генерации таких центров необходимо знать их микроскопическую природу. Одним из шагов для решения этой проблемы является исследование различных структурных превращений, приводящих к генерации соответствующих центров. Ис-

следование структуры дислокаций, образующихся в условиях высокого давления [2] показало, что в этом случае образуются другие типы дислокаций, принадлежащие так называемому тасованному набору, которые не содержат интересующих нас центров. Показано, что процесс релаксации заключается в трансформации дислокаций тасованного набора в расщепленные дислокации скользящего набора. При этом в спектре дислокационной фотолюминесценции наблюдается постепенное превращение исходного спектра в известный спектр расщепленных скользящих дислокаций.

1. E.A.Steinman, V.I.Vdovin, T.G.Yugova, V.S.Avrutin, and N.F.Izyumskaya. *Semicond.Sci.Technol.* 14 no 6 , 582 (1999).
2. J.Rabier and J.L.Demenet, *pss (a)* 202, 944 (2005)

ОБРАЗОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР В НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА

*Савинцев Ю.П.*¹, Савинцева С.А.², Шевченко В.С.¹,
Уракаев Ф.Х.¹*

¹*ИГМ СО РАН, ²ИНХ СО РАН, Новосибирск*

**svs@uiggm.nsc.ru*

В настоящее время изучено образование ряда одномерных наноструктур — нанопроволок, нанолент и т. п. для элементарных селена, теллура и их соединений, а в дальнейшем и двумерных наноструктур — сверхрешеток [1]. Последние получают из растворов, содержащих наночастицы, стабилизированные поверхностно-активными веществами (ПАВ) [2]. Сверхрешетки, в том числе и гетероструктуры, обычно получаемые методами эпитаксиального роста, широко используются в полупроводниковой технике, оптоэлектронике. Они могут найти применение для создания сверхструктур, имеющих направления, запрещенные для распространения света — фотонных кристаллов. Нами изучено образование наноструктур серы, селена и теллура в полимерных композитах, содержащих ПАВ [3, 4]. Большой интерес представляет создание физико-химических моделей, описывающих упорядоченные наноструктуры, сверхрешетки, полученные с использованием стабилизирующего действия ПАВ. Однако недостаточно изучены закономерности этих явлений, поэтому нам представляется важным систематическое изучение данного феномена. Мы провели экспериментальное исследование по влиянию гомологического ряда ПАВ на

степень упорядоченности образующихся наноструктур. Для этого по методике [3, 4] получены полимерные композиты. Методами оптической и электронной микроскопии, ИК-спектроскопии, рентгенографии исследованы образцы нанокомпозитных пленок, содержащие элементарные селен, теллур и ПАВ. Также использовались композиты — прекурсоры при термической или лазерной обработке которых образовывались нанокомпозиты, содержащие элементарные селен или теллур. Изучено влияние механохимической активации исходных веществ на степень упорядоченности композитов.

1. Talapin D.V., et al. // *Advan. Mater.* 2001. V.13. P. 1868.
2. Tang Z., et al. // *Science.* 2006. V. 314. P. 274.
3. Savintsev Yu.P., et al. // *J. Crystal Growth.* 2005. V. 275. P. 2345.
4. Савинцев Ю.П. и др. // *Физика экстремальных состояний вещества* — 2007. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2007. С. 37.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛАХ ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*Карпенко С.В.*¹, Мамчур М.О.¹, Савинцев А.П.²*

¹НИИ ПМА КБНЦ РАН, ²КБГУ, *Нальчик*

*sv_karpenko@mail.ru

При нулевом внешнем давлении стабильной является структура типа NaCl (B1), затем, при достижении точки полиморфного превращения, осуществляется фазовый переход к структуре типа CsCl (B2-структура), в малой окрестности давления металлизации $p_{мет}$ термодинамические потенциалы диэлектрической и металлизированной фаз равны, при дальнейшем увеличении давления более стабильной становится металлизированная фаза. Модель диэлектрической фазы ионного кристалла подробно описана в работе [1]. Для расчета термодинамического потенциала металлизированной фазы используется (для объемной части) модель Гомбоша [2]. Для полного термодинамического потенциала для металлизированной фазы кристалла кубической формы получим следующее выражение:

$$G_2 = G_{mv} + AN + 6d_m^2 \sigma_m N, \quad (1)$$

где G_{mv} — объемная часть термодинамического потенциала. Поверхностная энергия σ_m металлизированной фазы рассчитывалась по формуле, полученной в модели «желе» без учета вклада ионной подрешет-

ки и дискретности ионов, A — потенциал сродства электрона к хлору, d_m — сторона куба кристалла в фазе (2).

Давление металлизации можно определить из условия

$$G_1 = G_2, \quad (2)$$

Минимизируя термодинамические потенциалы диэлектрической и металлизированной фаз и определяя межионные расстояния при данном внешнем давлении, в результате решения на ЭВМ уравнения (1) были определены давления «металлизации» для массивных и наноразмерных щелочно-галогидных кристаллов. Как и в случае полиморфного В1-В2 превращения [1], для всех исследованных кристаллов наблюдается значительное возрастание давления металлизации при уменьшении размера образца.

1. Карпенко С.В., Кяров А.Х., Темроков А.И. // Известия ВУЗов. Физика. 2001. № 5. с. 66–69.
2. Гомбаш П. Статистическая теория атома и ее применение. М.: Иностран. лит.-ра. 1951. 270 с

МОДЕЛЬ ПОВЕДЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Гавашели Д.Ш., Карпенко С.В. , Коццева А.А.,
Коровяков Д.А.*

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

**sv_karpenko@mail.ru*

Предлагаемая работа посвящена построению модели поведения ионных диэлектриков в условиях высоких температур. В качестве метода исследований выбран метод молекулярной динамики, позволяющий изучать кинетику многочастичных систем. Основное внимание в работе уделяется расчету сил электростатической природы, которые в исследуемых типах кристаллов, вносят до 90% вклада в общую энергию.

В работе определяется температурный параметр кулоновского взаимодействия (аналог постоянной Маделунга при $T > 0$ К):

$$K_T = R_0^{(T)} \sum_{j \neq i} \frac{\pm 1}{r_{ij}}, \quad (1)$$

где r_{ij} — расстояние между ионом с номером j и ионом, выбранным за начало отсчета, $R_0^{(T)}$ — межионное расстояние при данной температуре, K_T — температурный параметр кулоновского взаимодействия.

Таким образом, задача сводится к суммированию расстояний между ионом, выбранным за начало отсчета (исходный ион) и окружением этого иона. Эта задача решается в рамках метода молекулярной динамики. Начальные положения частиц кристалла задаются в узлах ГЦК- или ОЦК-решетки, а скорости частиц — соответствующим распределением Максвелла для заданной температуры. Временной шаг $h = 10^{-14}$ с, полное время эволюции системы $t = 10^{-8}$ с. В результате мы получаем массив скоростей и координат частиц, как функции времени, что дает возможность вычислить полную энергию системы в каждый текущий момент времени t . Следовательно, оказывается возможным получить термодинамический потенциал (полную энергию) системы в любой интересующий нас момент времени.

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Физматгиз, 1963. 565 с.
2. Зубов В. И., Ермолаев Ю. Г. // Известия ВУЗов. Физика. 1994. № 6. С. 3

ПОТЕНЦИАЛЫ ПАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В РАМКАХ МЕТОДА ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

*Карпенко С.В.^{*1}, Кяров А.Х.², Пахунова Ю.О.¹,
Савинцев А.П.²*

¹НИИ ПМА КВНЦ РАН, ²КБГУ, *Нальчик*

*sv_karpenko@mail.ru

При расчете потенциалов парного взаимодействия мы опирались на модель предложенную Гордоном и Кимом [1] (модель ГК), показавшую пригодность формализма метода функционала электронной плотности для большого количества систем и в большом интервале межатомных расстояний.

Энергия кулоновского взаимодействия имеет вид:

$$V_c = \frac{Z_a Z_b}{R} + \int \int \frac{\rho_a(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2)}{r_{12}} d^3 r_1 d^3 r_2 - \\ - Z_b \int \frac{\rho_a(\vec{r}_1)}{r_{1b}} d^3 r_1 - Z_a \int \frac{\rho_b(\vec{r}_2)}{r_{2a}} d^3 r_2,$$

где $\rho_{a,b}$ и $Z_{a,b}$ — электронные плотности и заряды двух атомов. Для случая гомоатомной пары результирующая формула принимает вид

$$V_c(R) = \int_0^\infty 4\pi r_1^2 dr_1 \int_0^\infty 4\pi r_2^2 \rho_a(\vec{r}_1) \rho_b(\vec{r}_2) I(R, r_1, r_2). \quad (1)$$

Для гетероатомной пары формула (1) принимает другой вид

$$I(R, r_1, r_2) = \frac{1}{R} + F(R, r_1, r_2) - \frac{2}{R + r_1 + |R - r_1|} - \frac{2}{R + r_2 + |R - r_2|}.$$

Некулоновская часть потенциала взаимодействия рассчитывается по формуле

$$V = \int d^3 r \left\{ (\rho_a + \rho_b) E_G(\rho_a + \rho_b) - \rho_a E_G(\rho_a) - \rho_b E_G(\rho_b) \right\},$$

где плотность энергии E_G (в атомных единицах) есть

$$E_G(\rho) = \frac{3}{10} (3\pi^2)^{3/2} \rho^{3/2} - \frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \rho^{1/3} + E_{corr}.$$

Здесь E_{corr} — корреляционная энергия.

Сравнивая результаты, полученные в рамках МФП с аналогичными результатами [1, 2], можно заметить, что предложенная модель качественно улучшает совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными. Полученные потенциалы взаимодействия использованы для расчета ряда характеристик решеток ионных кристаллов и рассмотрения вопроса о возможных структурных фазовых переходах в условиях высоких давлений.

1. Gordon R.G., Kim Y.S. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. p. 3122.
2. Бараш Ю.С. Силы Ван-дер-Ваальса. М.: Наука. 1988. 344 с.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ НИТРИДА БОРА

*Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л.**

СевКавГТУ, Ставрополь

**vinokursky@ncstu.ru*

В представленной работе проведен расчет электронной структуры и плотности электронных состояний с-BN. Расчет проведен методом рассеянных плоских волн, с использованием МТ-потенциала. Обменный потенциал брался в виде $X\alpha$ -потенциала с $\alpha = 2/3$. В вычислениях учитывался вклад 10 координационных сфер. Рассчитанные плотности состояний отражают основные особенности рентгеновского спектра BN. Расчет ширины валентной зоны и запрещенной зоны (5.3 эВ) находится в удовлетворительном согласии с экспериментом [1].

1. Synthesis and Properties of Boron Nitride Edited by J.J. Pouch and Alteroviz// Trans Tech, 1990, 200p

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ НИТРИДА БОРА С ДЕФЕКТАМИ

Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л., Саядян Д.Л.*

СевКавГТУ, Ставрополь

**vinokursky@mail.ru*

В работе проводится расчет электронной структуры и плотности электронных состояний с-BN с дефектами решетки, находящимися в подрешетки азота. Расчет проведен методом рассеянных плоских волн, с использованием МТ-потенциала. Полученные данные о электронной структуре и плотности состояний позволяют выделить электронные состояния, локализованные на дефекте. Граничные условия для расчета электронной структуры выбирались с учетом электронейтральности элементарной ячейки. Предполагалось, что возмущение электронной подсистемы, связанное с возникновением дефекта, не распространяется за пределы выбранного кластера. В расчете учитывались атомы десяти координационных сфер.

1. Synthesis and Properties of Boron Nitride Edited by J.J. Pouch and Alteroviz// Trans Tech, 1990, 200 p.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НИТРИДА БОРА

*Валюхов Д.П., Винокурский Д.Л.**

СевКавГТУ, Ставрополь

**vinokursky@ncstu.ru*

Для расчета электропроводности с учетом только упругого рассеяния носителей применяется формула Кубо-Гринвуда [1]

$$\sigma_{\alpha,\beta} = \frac{e^2 \hbar}{2\pi V_\nu \Omega_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE Sp [\nu_\alpha(G(E^-)) \nu_\beta(G(E^+) - G(E^-))].$$

Здесь $G(E^\pm) \equiv (E^\pm - H)^{-1}$ — запаздывающая и опережающая функции Грина, $f(E)$ — функция Ферми. В проведенных расчетах пренебрегли рассеянием носителей на трех и более атомах, а также атомными корреляциями. Полученные значения электропроводности нитрида бора находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом [2].

1. В. Velicky Phys. Rev. 1969. V. 184. № 3. P. 614.
2. Г. Эренрейх, Л. Шварц, Электронная структура сплавов. М. 1979. 200 с.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Mn}_{0.75}\text{S}_{0.75}\text{O}_{7.75}$ И $\text{Y}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.6}\text{Mn}_{0.4}\text{O}_9$ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Хейфец О.Л., Филиппов А.Л., Бабушкин А.Н.*

УрГУ, Екатеринбург

**olga.kobeleva@usu.ru*

В настоящей работе были проведены исследования электрических свойств оксидов $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Mn}_{0.75}\text{S}_{0.75}\text{O}_{7.75}$ и $\text{Y}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.6}\text{Mn}_{0.4}\text{O}_9$ при давлениях 15–45 ГПа.

Для генерации давлений до 50 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа «закруглённый конус – плоскость» из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо». Эти камеры были впервые предложены для создания статических давлений мегабарного диапазона Верещагиным Л.Ф. и Яковлевым Е.Н. [1]. Электрические свойства образцов исследовались с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2000 в области частот 100 Гц–200 кГц.

Были получены годографы импеданса и при давлениях 15–45 ГПа при температуре 300 К и исследованы частотные зависимости проводимости при указанных давлениях.

Из анализа вида годографов, вида зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь и сопротивления на постоянном и переменном токе от давления были определены области существенных изменений электрических свойств в исследованных соединениях.

По предварительным данным, в оксиде $\text{YBa}_2\text{Cu}_{2.5}\text{Mn}_{0.75}\text{S}_{0.75}\text{O}_{7.75}$ существует фазовый переход при давлениях 35–37 ГПа и необратимый фазовый переход при давлениях 40–42 ГПа.

В оксиде $\text{Y}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.6}\text{Mn}_{0.4}\text{O}_9$ существует фазовый переход при давлениях 36–38 ГПа и необратимый фазовый переход при давлениях 41–42 ГПа.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005–00 [X1]) и гранта РФФИ № 06–02–16492-а.

1. Verechagin L.F., Yakovlev E.N., Stepanov G.N. et.al., JETF Lett., 16, 240 (1972)

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $(\text{GeS})_{1-x}(\text{CuAsS}_2)_x$: ВЛИЯНИЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

Мельникова Н.В. , Филиппов А.Л., Бабушкин А.Н.,
Хейфец О.Л.*

УрГУ, Екатеринбург

**melnikov@mail.ur.ru*

В работе были проведены исследования электрических свойств халькогенидов меди с общей формулой $(\text{GeS})_{1-x}(\text{CuAsS}_2)_x$ ($x = 0.1–0.6$) при давлениях 15–45 ГПа.

Эти соединения при нормальном давлении являются смешанными электронно-ионными проводниками с областью температур начала ионного переноса от 110 К до 260 К в зависимости от x [1]. Исследование свойств ионных проводников при высоких давлениях представляет большой научный и практический интерес, позволяет уточнить области возможного применения этих соединений при высоких давлениях.

Для генерации давлений до 50 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа «закруглённый конус – плоскость» из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо». Эти камеры были впервые предложены для создания статических давлений мегабарного диапазона Верещагиным Л.Ф. и Яковлевым Е.Н. [2].

Электрические свойства образцов исследовались с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2000 в области частот 100 Гц–200 кГц.

Были получены годографы импеданса $(\text{GeS})_{1-x}(\text{CuAsS}_2)_x$ ($x = 0.1\text{--}0.6$) при давлениях 15–45 ГПа при температуре 300 К и исследованы зависимости проводимости от частоты. Исследован гистерезис проводимости при постепенном снятии нагрузки с образца. Проанализировано влияние состава образца на его электрические свойства при высоких давлениях. Проведено сравнение свойств исследованных соединений со свойствами аналогичных материалов.

Из анализа вида годографов, вида зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь и сопротивления на постоянном и переменном токе от давления были определены области существенных изменений электрических свойств в исследованных соединениях, сделаны выводы о существовании в образцах фазовых переходов.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке CRDF (Ек-005–00 [X1]) и гранта РФФИ № 06–02–16492-а.

1. Baranova E.R. et al., Solid State Ionics, 124, 255 (1999)
2. Verechagin L.F., Yakovlev E.N., Stepanov G.N. et.al., JETF Lett., 16, 240 (1972)

ОБРАЗОВАНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОЛОСТЕЙ И ДАВЛЕНИЕ В ТРОЙНОЙ ТОЧКЕ ЖИДКОГО УГЛЕРОДА

Турчанинов М.А. , Башарин А.Ю.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**turchaninoff@mail.ru*

Выявлены морфологические признаки вещества, закристаллизованного из жидкого углерода. Графит HOPG нагревался через кварцевую пластину, установленную с зазором 20 мкм, импульсом лазерного излучения длительностью ~ 1 мс в He различного давления по методике [1]. Найдено, что характерным признаком вещества, которое прошло стадии плавления и затвердевания является появление вспученных областей диаметром 5–10 мкм с поверхностной плотностью $3 \cdot 10^3 \text{ мм}^{-2}$. Определение химического состава такой области по спектру характеристического рентгеновского излучения показало избыточный кислород в объеме 2.5 ат.% в зоне глубиной около 2 мкм, в то же время на глубине 0.7 мкм избытка кислорода не выявлено. Расчетная

глубина области расплава составляла 0.4–0.7 мкм. Полученные данные свидетельствуют об образовании под поверхностью жидкой пленки газовых полостей, содержащих кислородсодержащий газ с избыточным давлением, образованных в результате дегазации твердого графита. Минимальное давление He $p = 10.7$ МПа, при котором наблюдалось вспучивание, принято в качестве давления в тройной точке углерода (аналогично Бассе [2]).

В работе также получена барическая зависимость температуры кипения жидкого углерода, определенная в диапазоне давлений 15–70 МПа по методу «точек кипения» [3]. Экстраполяция полученной зависимости $\ln p = (8.66 \pm 0.38) - (3.07 \pm 0.22) \cdot 10^4/T$ к температуре плавления $T = 4800$ К, определенной в [1], дала близкое значение давления $p = 9.6$ МПа. Проведено сравнение полученных данных с литературными.

По уносу массы углерода в типичном эксперименте оценены параметры потока углеродного пара, истекающего с поверхности жидкого углерода. Течение пара в зазоре является существенно дозвуковым ($M = 4.6 \cdot 10^{-2}$), а избыточное давление в паре Δp , пропорциональное квадрату числа M , мало по сравнению с давлением He в точке кипения ($\Delta p < 3\%$).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН, РФФИ (гранты № 07–08–00744-а, № 07–08–12170-офи) и программы У.М.Н.И.К.

1. Башарин А. Ю., Брыкин М.В. и др. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 1. С. 64.
2. Basset M.J. // J. Phys. Radium. 1939. V. 10. № 5. P. 217.
3. Башарин А.Ю., Брыкин М.В. // Труды XX Международной конференции «Физика экстремальных состояний вещества — 2005» / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2005. С.131

МОДУЛЬ УПРУГОСТИ ПОЛИМЕРНЫХ ФОРМ УГЛЕРОДА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ИЗ АССОЦИИРОВАННОГО ЖИДКОГО УГЛЕРОДА

*Башарин А.Ю.*¹, Турчанинов М.А.¹, Усеинов А.С.²,
Вальяно Г.Е.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²ФГУ ТИСНУМ, Троицк

*ayb@iht.mpei.ac.ru

Рассмотрено формирование полимерных углеродных фаз при быстром затвердевании жидкого углерода с давлением, близким к тройной

точке углерода, образованного нагревом графита НОРГ в гелии через пластину из SiO_2 импульсом лазера. ПУ-1 — низкокristаллическая, люминисцентная, ламеллярная, окрашенная фаза состава, приведенного в табл. 1, с модулем упругости низкоупругого фторопласта марки Ф-4 (см. табл. 2), газовыми включениями и порами, доказывающими ее ростовое происхождение. ПУ-2 — высококristаллическая, бесцветная, прозрачная, беспористая, нелюминисцентная фаза с модулем упругости высокоупругого полимера — полиметилметакрилата. Сравнение химического состава фаз показывает, что О входит в объем обоих кристаллов. Высокую адсорбционную активность ПУ-1 характеризуют остальные химические элементы, приведенные в таб. 1, адсорбированные при отмывке образцов водой и из воздуха. Сравнение модулей упругости ПУ-1,2, определенных при наноиндентировании с аналогичными значениями для других твердых веществ, допустимых в системе С — SiO_2 (см. табл. 2) исключают ошибки идентификации углеродных фаз как полимерных.

Обсуждаются устойчивость структурных состояний в конденсированной фазе и механизмы образования полимерного углерода из жидкого углерода на основе модели ассоциированной жидкости, содержащей углеродные цепочки. Согласно современным представлениям такую структуру имеет жидкий углерод с давлением менее 1 кбар и плотностью $\sim 1.2 \text{ г/см}^3$.

Табл.1. Химический состав синтезированных углеродных фаз (At.%)

	C	N	O	Na	Al	Si	S	Cl	K	Ca
ПУ-1	69.65	12.36	13.48	0.88	0.16	0.36	0.58	1.54	0.65	0.33
ПУ-2	89.13	-	10.87	-	-	-	-	-	-	-

Табл. 2. Сравнение модулей упругости (ГПа) ПУ-1, ПУ-2, полимеров и веществ, допустимых в системе С — SiO_2

ПУ-1	ПУ-2	Ф-4	ПММА	НОРГ	sp^3	SiO_2	SiC	Si
1.2	5.8	0.7	3.6	9.7	1140	70	404	140

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН, РФФИ (гранты № 07–08–00744-а, 07–08–12170-офи) и программы У.М.Н.И.К.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ КРИПТОНА, АДСОРБИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА

Хоконов А.Х. , Хамукова Л.А., Долов М.Х.*

КБГУ, Нальчик

**azkh@mail.ru*

Монослой криптона на поверхности графита представляет интерес как двумерная система с большим разнообразием поверхностных структур и фазовых переходов между ними [1, 2]. Для получения уравнения состояния, мы воспользовались методом, основанном на использовании радиальной функции распределения (1):

$$\beta P = \frac{1}{v} - \frac{1}{v^2} \frac{\beta \pi}{2} \int_0^\infty f(r) \frac{du(r)}{dr} r^2 dr,$$

где $u(r)$ — межатомный потенциал, $\beta = \frac{1}{kT}$, T — абсолютная температура системы, $v = V/N$ — объем, занимаемый одной частицей, N — число частиц, D — размерность системы, k — постоянная Больцмана.

Радиальная функция находилась в рамках метода молекулярной динамики для различных значений плотностей системы. Подставив полученную радиальную функцию в уравнение (1), получили уравнение состояния, которое аппроксимируется ван-дер-ваальсовской зависимостью:

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{kT}{\varepsilon},$$

где давление измеряется в единицах $P_0 = \varepsilon/l^2$, l — характерный размер длины, в нашем случае равный 1 Å. Параметры a и b определяются фитированием данных моделирования по уравнению (2), что дает значения $a = 6.33 \text{ Å}^4$, $b = 6.41 \text{ Å}^2$. Соответствующая критическая температура монослоя криптона равна $T = 48.3 \pm 0.5 \text{ К}$. Найден температурный интервал в котором реализуется соразмерная с подложкой фаза $\sqrt{3} \times \sqrt{3}R 30^0$.

1. Houlrik Houlrik J.M., Landau D.P., Knak Jensen S.J. Krypton clusters adsorbed on graphite: A low-temperature commensurate-incommensurate transition// Phys. Rev E. 1994. V.50. № 3. P.2007–2017.
2. Khokonov Khokonov A.Kh., Kokov Z.A., Karamurzov B.S. Inelastic diffraction of He atoms from Xe overlayer adsorbed on the graphite (0001)// Surface Science Letters. 2002. V. 496. № 1–2. P. 13–17.

3. Khajrer Э. Хайрер, С. Нёрсетт. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. М: Мир 1990. 512 с.

КОМБИНИРОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ НА ПОГРАНИЧНОЙ ЛИНИИ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

*Устюжанин Е.Е.*¹, Рыков В.А.², Реутов Б.Ф.¹,
Френкель М.³*

¹МЭИ, Москва, Россия, ²СПбГУНиПТ, Санкт-Петербург, Россия,

³НИСТ, Болдер, США

*ustmei@itf.mpei.ac.ru

Исследование посвящено обобщению экспериментальных данных о таких свойствах на линии сосуществования жидкость-газ, Y , как плотность, параметр порядка, средний диаметр, давление насыщения и др. Структура уравнений, $Y(T)$, была выбрана в виде композиции критической составляющей, Y_{scale} , и регулярной составляющей, Y_{reg} . Форма Y_{scale} была подобрана в соответствии с положениями масштабной теорией (МТ) и содержала оптимальные критические показатели, α , β . Роль регулярной части, Y_{reg} , состоит в том, чтобы компенсировать систематические отклонения Y_{scale} от эксперимента, которые являются характерными для точек вдали от критического диапазона при $\tau > 0.1$. Для свойств, $Y =$ (параметр порядка, средний диаметр, относительные плотности жидкости и газа, показатель преломления и др), выбраны зависимости, которые предложены авторами для R134a и R236ea в [1, 2]. Методика поиска параметров моделей использует начальное приближение для критических показателей в виде значений, которые соответствуют рекомендациям МТ, $\alpha = 0.11$, $\beta = 0.325$. Критерии отбора оптимального уравнения для плотности включали не только СКО расчетных значений Y от Y_{exp} , но и дополнительные условия: 1) масштабные функции, Z_{gas} и Z_{liquid} , должны быть прямолинейными и симметричными в асимптотической области, 2) скейлинговая часть, Y_{scale} , должна описывать опытные данные в интервале $0 < \tau < \tau_{scale} = 0.1$ с точностью эксперимента. Комбинированные модели, $Y(T)$, были построены нами для ряда веществ: R143a, вода, метанол и этанол в интервале от температуры тройной точки до T_c с использованием новых опытных данных. Работа выполнена в рамках гранта РФФИ.

1. E.E. Ustjuzhanin, I.M. Abdulagatov, P.V. Popov, V.A. Rykov, J. Jata. A comparison of scaling models of thermodynamic properties along the coexistence curve including the critical point. In Thesis's of Sixteenth Symposium on Thermophysical Properties, (Boulder, Colorado, USA, July 29-August 5) (2003)
2. Устюжанин Е.Е., Рыков В.А., Попов П.В. Таблицы стандартных справочных данных. Хладон R-236ea. Термодинамические свойства на линиях кипения и конденсации в диапазоне температур 220.00 ... 412.45 К. ГСССД 210–05. Деп. в ФГУП «Стандартинформ» 10.06.2005 г., № 811–05 кк.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТЕНЦИАЛОВ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ПО РАСЧЕТАМ МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

Валуев И.А.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

valuev@ihed.ras.ru

Молекулярно-динамический расчет большой системы атомов (10000 атомов и более) возможен только с использованием полуэмпирических потенциалов взаимодействия. Для того, чтобы обосновать молекулярно-динамическую модель из первых принципов, параметры эмпирических потенциалов подгоняются под данные квантово-химических расчетов. Несмотря на то, что простой потенциал взаимодействия не может с достаточной точностью описать систему для всех возможных состояний, подгонка производится в некотором диапазоне физических условий задачи (температура, давление, тип кристаллической решетки и т.д.). До настоящего времени подгонка параметров была задачей, выполнявшейся исследователем вручную для отдельно взятых систем и потенциалов. Разработка универсальных полуэмпирических потенциалов (NRLTB, REBO, ReaxFF), применимых для различных химических элементов всегда была трудоемкой процедурой, детали которой обычно не сообщаются в научных публикациях. В данной работе обсуждается применение методов глобальной оптимизации для нахождения параметров модели сильной связи для системы атомов углерода и кислорода. В качестве первопринципных реперных данных используются расчеты методом функционала плотности (программа VASP). Оптимизация производится с помощью методов, доступных в пакете DAKOTA. Современное развитие вычислительных методов и оптимизационных алгоритмов позволило нам предложить

систематическую и автоматизированную процедуру конструирования и усовершенствования эмпирических потенциалов.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ В МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Сергеев О.В. , Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**seoman@yandex.ru*

В различных явлениях, происходящих в конденсированных средах, например, в фазовых переходах, играют важную роль флуктуационные процессы. Удобным инструментом для их исследования является спектральный анализ, который позволяет выделить характерные пространственные и временные частоты флуктуаций. Связь между изменением спектра флуктуаций в веществе и устойчивостью данной фазы этого вещества представляет интерес для исследования.

В данной работе для анализа флуктуаций используются данные молекулярно-динамического моделирования жидкости. Из получаемой при моделировании фазовой траектории для каждого состояния пространственным и временным фурье-преобразованиями генерируется набор спектров, отражающих распределение флуктуаций по частотам и волновым векторам [1]. Объектом исследования в работе выбрана леннард-джонсовская жидкость, как вещество, удобное для численных расчетов; границы устойчивости леннард-джонсовской жидкости приведены в [2]. В работе рассчитаны спектры флуктуаций плотности для состояний вблизи границы устойчивости и проанализирована связь между изменением спектра флуктуаций в жидкости и потерей устойчивости жидкой фазы.

1. Verkerk P. // J. Phys.: Cond. Matt. 2001. V.13. P. 7775.
2. Кукин А.Ю., Норман Г.Э., Стегайлов В.В. // ТВТ. 2007. Т. 45. С. 43.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ

Стегайлов В.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

stegailov@ihed.ras.ru

На основе *ab initio* расчетов в рамках теории функционала электронной плотности рассмотрен вопрос об устойчивости кристаллической твердой фазы алюминия и кремния при различных температурах электронной подсистемы. Анализируются дисперсионные соотношения для фононов, уравнение состояния твердой фазы вблизи границы устойчивости и динамика ионной решетки в сильно ангармоническом случае.

ПОВЕРХНОСТНОЕ ПЛАВЛЕНИЕ ЖЕЛЕЗА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ В УСЛОВИЯХ КОНТАКТА С АМОРФНЫМ АРГОНОМ

*Стариков С.В.**, *Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**redshuhart@yandex.ru*

Результаты статических измерений кривой плавлений железа дают более низкую температуру плавления, чем она должна быть исходя из данных по динамическим (ударно-волновым) измерениям [1]. Несмотря на довольно продолжительное время существования этой проблемы, причина расхождений до сих пор остаётся неизвестной. В данной работе было проведено молекулярно-динамическое моделирование процесса поверхностного плавления железа при высоком давлении (~ 100 ГПа) в условиях контакта с аморфным аргоном и тем самым выполнено изучение на атомистическом уровне механизма плавления в условиях статического эксперимента. Исходя из результатов моделирования анализируются два явления — процесс предплавления и смешивание аргона с железом. При предплавлении происходит переход в неупорядоченное состояние атомов железа в узком приповерхностном слое на границе с аморфным аргоном, когда все остальные атомы железа имея температуру ниже температуры плавления остаются в кристаллическом состоянии. Переход в неупорядоченное состояние поверхностных атомов приводит к появлению у них свойств текучести и вязкости. Наличие этих свойств устраняет диффузионное ограничение

присущее твердым телам и позволяет силе поверхностного натяжения совершить работу по перемещению слоев атомов, что может привести к понижению измеряемой температуры плавления. Смешивание аргона с железом также способно понизить температуру плавления.

В данной работе особое внимание уделено установлению зависимостей между величиной поверхностного натяжения на границе раздела компонент и характеристиками указанных явлений (коэффициентами диффузии аргона в железо и самодиффузии железа на поверхности раздела компонент, средней толщиной неупорядоченного слоя железа, температурным интервалом в котором наблюдается предплавление). Для выявления наиболее общих закономерностей предплавления и смешивания компонент проводилось моделирование с несколькими типами взаимодействия между атомами в системе. Возможное воздействие этих явлений на интерпретацию статических измерений кривой плавления железа обсуждается.

1. Фунтиков А.И. // ТВТ. 2003. Т. 41. С. 954.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ КИНЕТИКИ КОНТАКТНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

*Ахжубекова С.Н.¹, Вайтанец О.С.*², Мамаева Ж.М.²*

¹КБГАА, ²НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

*sv_karpenko@mail.ru

Эффект контактного плавления (КП) [1], проявляющийся в том, что два разнородных вещества, приведенные в контакт в твердофазном состоянии плавятся при температуре значительно более низкой, чем температура плавления каждого из этих веществ в отдельности, обнаружен сравнительно давно. Однако до сих пор есть много нерешенных вопросов, касающихся кинетики контактного плавления.

Данная работа посвящена исследованию зависимости толщины контактной прослойки от времени с теоретической точки зрения. Полученные соотношения сравниваются с результатами эксперимента.

Экспериментальные исследования роста фаз в диффузионных слоях в твердых телах показали, что данный рост происходит по параболическому закону [1]:

$$\Delta x \sim \sqrt{\tau}, \quad (1)$$

где Δx — толщина слоя фазы, τ — время выдержки.

В результате решения задачи Стефана [2] для случая контактного плавления:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

с учетом начальных и граничных условий: $u(x, 0) = 0$, $u(x, \tau) = u_1$, получим выражение

$$r \sim \sqrt{Dt},$$

которое аналогично выражению (1).

Таким образом, экспериментально полученная зависимость роста толщины прослойки жидкости со временем подтверждается теоретическим выводом аналогичного закона, исходя из задачи Стефана.

1. Ахкубеков А.А. Кинетика контактного плавления низкоплавких металлических систем; Дисс. : канд. физ.-мат.наук.- Нальчик, 1976.- 178 с.
2. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М., 1972.

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ НОВОЙ ФАЗЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Воробьев В.С. , Малышенко С.П.*

ОИВТ РАН, Москва

**vrbv@mail.ru*

В отличие от некоторых ранее опубликованных работ показано, что внешнее электрическое поле способствует как образованию пузырьков пара в перегретой жидкости так и образованию капелек жидкости в насыщенном паре. Такой вывод вытекает из выражения для работы зародышеобразования, записанной в большом кононическом ансамбле. Сравнения с многими экспериментальными данными подтверждают утверждение, что электрическое поле облегчает возникновение зародышей новой фазы в диэлектрических средах.

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ КОНДЕНСАЦИИ

Черевко А.Г.

СибГУТИ, Новосибирск

cherevko@mail.ru

Получено полуэмпирическое соотношение для оценки поверхностного натяжения простых веществ при температурах близких к температуре конденсации. Соотношение получено путем учета термодинамических температурных флуктуаций [1, 2] критических кластеров. Число молекул в сферическом критическом кластере с площадью поверхности S поверхностным натяжением σ , для которого среднеквадратическое значение температурных флуктуаций равно переохлаждению равно [3]

$$n^{**} = \left(\frac{3\lambda}{2N\alpha} \right)^6 \left(\frac{R}{C_V} \right),$$

где $\alpha = \sigma S / g^{2/3}$; λ – мольная теплота фазового перехода; N – число Авогадро; C_V – мольная изохорная теплоемкость; R – универсальная газовая постоянная.

Из этого соотношения можно получить, что поверхностное натяжение вблизи температуры конденсации равно

$$\sigma = A \exp \left(-0.38 \frac{T_B}{T_M} \right),$$

где T_M и T_B температуры плавления и кипения вещества, соответственно. Предэкспоненциальный множитель определяется плотностью, молекулярной массой, изобарной теплоемкостью и разностью теплоты сублимации и плавления. Сравнение с экспериментальными данными, показало, что с погрешностью менее 20% соотношение для σ выполняется для щелочных и щелочноземельных металлов, лантаноидов и ряда других металлов.

Поддержка: МДИ проект СО РАН №81 и грант РФФИ 06–08–00456–А.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
2. McGraw R. // J. of Chem. Phys. 1995. V. 102. №22. P. 8983.
3. Cherevko A.G. // High Temperature. 2007. V. 4. P. 575.

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПОПРАВКА ДЛЯ СКОРОСТИ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ И ЕЕ ПРОИЗВОДНОЙ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПАР–ЖИДКОСТЬ

*Марьясов А.Г.*¹, Черевко А.Г.²*

¹ИХКуГ СО РАН, ²СибГУТИ, Новосибирск

**maryasov@kinetics.nsc.ru*

Показано, что в зависимости от вещества может существовать от нуля до двух температурных диапазонов, при которых термодинамические температурные флуктуации (ТФ) могут влиять на процесс зародышеобразования. Рассматривался фазовый переход пар-жидкость, поэтому считалось, что теплоотдача кластера осуществляется за счет излучения. При исследовании процесса нуклеации впервые учитывался частотный спектр температурных флуктуаций, а также такая кинетическая характеристика, как массовый коэффициент аккомодации молекул пара. В результате критерии влияния температурных флуктуаций определяются как размером критического кластера, так и временем корреляции температурных флуктуаций.

Получено, что диапазон влияния ТФ определяется отношением массового коэффициента аккомодации молекул и коэффициента черноты кластера. Это может служить одной из причин влияния примесей на процесс нуклеации.

Влияние ТФ приводит к прогибу на температурных зависимостях скорости зародышеобразования и соответствующему, зигзагообразному изменению ее производной в области диапазонов влияния ТФ. Причем в области больших скоростей нуклеации, производная может принимать отрицательные значения.

Поддержка: МДИ проект СО РАН № 81 и грант РФФИ 06–08–00456-А.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
2. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Физматлит. 2002. 535 с.
3. McGraw R. // J. of Chem. Phys. 1995. V.102. №22. P. 8983
4. Cherevko A.G. // High Temperature. 2007. V. 4. P. 575.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОКИСЛЕНИЕ ЦИРКОНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ СУБСЕКУНДНОМ НАГРЕВЕ ОБРАЗЦА В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

Пелецкий В.Э.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

pel@iht.mpei.ac.ru

Быстрый объемный нагрев металла в ампуле из собственного оксида может быть эффективным способом экспериментального исследования его свойств в широкой окрестности температуры плавления не только в твердом, но и жидком термодинамически равновесных состояниях. В настоящей работе обсуждаются проблемы формирования и устойчивости такой естественной ампулы применительно к задаче изучения энтальпии, теплоемкости, электросопротивления и других свойств переходных металлов IV группы Периодической системы, для которых характерно сочетание высокой геттерной способности и весьма высокой температуры плавления их оксидов. Анализируются механизмы, определяющие кинетику формирования и деградации оксидного слоя изучаемого металла, включая процессы диффузии кислорода в металл и металла в окисел. Рассматривается влияние этих процессов на измеряемые значения излучательной способности граничной поверхности и объемных физических характеристик нагреваемого металла в условиях скоростей нагрева до 10^5 К/с. Результаты анализа иллюстрируются результатами исследований, выполненных на образцах циркония и его низколегированных сплавов. Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ № 07-08-00708-а.

ВЛИЯНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА КИСЛОРОДА В ЦИРКОНИИ НА УСЛОВИЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА К РЕЖИМУ РАЗРУШАЮЩЕГО ОКИСЛЕНИЯ

Головин А.М.

МГУ, Москва

valtar@iht.mpei.ac.ru

Рассматривается переход к разрушающему окислению сплошного циркониевого шара в высокотемпературной атмосфере водяного пара. Предполагается, что механические напряжения в окисляемом металле возникают не только из-за различия мольных объемов оксида и металла, но также из-за увеличения удельного объема металла в результате

образования твердого раствора кислорода в цирконии. Считается, что при превышении предела прочности на растяжение на внешней поверхности оксидной пленки происходит ее разрушение, приводящее к увеличению скорости окисления циркония.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 05–02–17180а).

ФАКТОР НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ БЫСТРОМ ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ

*Чеховской В.Я., Тарасов В.Д.**

ОИВТ РАН, Москва

**valt@iht.mpei.ac.ru*

На основании анализа имеющихся экспериментальных исследований металлов импульсным методом найдено, что ряд металлов (In, Al, Ag, Au, Cu, U, Co, Pt, V, Hf, W, Zr) с температурами плавления от 500 до 3700 К и при скорости нагрева 10^6 – 10^9 К/с имеют в случае гомогенной нуклеации неизотермическое плавление: температура в конце плавления T_2 отличается от температуры начала плавления T_1 на 10–90 К. Неравновесность этого процесса можно характеризовать фактором неизотермичности плавления $(T_2 - T_1)/T_m$, который для отмеченных металлов изменяется в пределах 1–5% (T_m — температура плавления металлов). Неизотермичность плавления металлов должна иметь место в том случае, если время перемещения межфазной границы от поверхности к центру проводника больше времени импульса ввода электрической энергии. Необходимы экспериментальные и теоретические исследования механизма неизотермического плавления, построение физической модели этого явления, а также оценки предельной величины фактора неизотермичности плавления.

Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (грант 05–02–17180а).

T–P ДИАГРАММА СИСТЕМЫ Al–H ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 90 кбар

**Сахаров М.К.^{*1}, Антонов В.Е.¹, Маркушкин Ю.Е.²,
Колесников А.И.³, Хасанов С.С.¹**

¹ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия, ²ВНИИИМ, Москва, Россия,
³IPNS, ANL, Argonne, USA

*sakharov@issp.ac.ru

Тригидрид алюминия термодинамически устойчив при высоких давлениях водорода, но он может быть химически синтезирован и изучен при нормальном давлении в метастабильном состоянии. Исследовав методом нейтронной спектроскопии образец α -AlH₃, полученный химическим путем, мы построили для него кривую плотности фононных состояний при нормальном давлении [1]. Эта кривая была затем использована для вычисления температурной зависимости теплоёмкости AlH₃, а из теплоёмкости была определена стандартная энергия Гиббса гидрида и рассчитана линия равновесия реакции AlH₃ = Al + (3/2)H₂ при высоких давлениях водорода. Оказалось, однако, что рассчитанная линия равновесия лежит на 100–150 °С ниже, чем экспериментальные точки разложения и образования AlH₃, определённые ранее [2].

Мы предположили, что температура разложения AlH₃ в работе [2] могла быть значительно выше равновесной, потому что зёрна химически приготовленного гидрида были покрыты толстым, прочным слоем оксида, практически непроницаемого для водорода. Чтобы исследовать взаимодействие водорода с частицами Al, не покрытыми оксидом, мы провели серию экспериментов при высоком давлении, каждый из которых начинался с полного разложения химически приготовленного AlH₃ нагреванием до 300 °С в герметичной медной ампуле при давлении 10 кбар. Методом закалки были определены *P*, *T* условия последующего образования и разложения α -AlH₃ при давлениях водорода до 90 кбар и температурах до 600 °С. Эксперименты показали, что минимальное давление водорода, необходимое для синтеза AlH₃, составляет 20 кбар при 50–100 °С. При давлениях выше 30 кбар гистерезис превращения мал. Рассчитанная линия равновесия AlH₃ ↔ Al + (3/2)H₂ лежит между близко расположенными точками образования и разложения гидрида и, следовательно, хорошо описывает равновесие.

1. Kolesnikov A.I., *et al.* // Phys.Rev. B. 2007. V.76. P. 064302.
2. Коновалов С.К., Булычев Б.М. // Ж. Неорг. Хим. 1992. V.37. P. 2640.

РАСЧЕТ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПАРО-КАПЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОЛЬГИ

Острик А.В.

ИПХФ РАН, Черноголовка

ostrik@icp.ac.ru

Рассматривается облучение металлической фольги интенсивным пучком тяжелых ионов. Считается, что энергия ионов, их распределение в пучке и условия облучения обеспечивают однородное энерговыделение по всему объему мишени. Поведение фольги описывается одномерными уравнениями газовой динамики в лагранжевых координатах. Для их замыкания используются табличные уравнения состояний металлов [1].

Предполагается, что основной вклад в тепловое излучение вносят капли метастабильной паро-капельной среды металла, образующейся при адиабатическом расширении нагретой ионным пучком мишени. Предлагается метод расчетной оценки зависимости оптических свойств (комплексного показателя преломления) жидких металлов от температуры и длины волны излучения по имеющимся экспериментальным данным. Сечения поглощения и рассеяния отдельных капель рассчитываются по теории Ми [2].

При численном моделировании кинетики капель используется подход Зельдовича-Райзера [3]. Решение нестационарного уравнения для функции распределения капель по размерам проводится сеточно-характеристическим методом в сочетании с расщеплением по физическим процессам.

При расчете яркости неравномерно нагретого плоского слоя разлетающейся мишени паро-капельная среда считается сплошной (число капель в единице объема велико). По известной функции распределения капель по размерам и рассчитанным сечениям взаимодействия излучения с каплями коэффициенты поглощения и рассеяния паро-капельной среды в целом находятся интегрированием по радиусам капель в каждой точке мишени.

В качестве примера приводятся результаты расчетов изменения эффективной яркостной температуры свинцовых фольг, нагреваемых пучком тяжелых ионов. Проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными [4].

1. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка: ИХФЧ

РАН, 1992.

2. Ван-Де-Хлюст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. Фиматгиз, 1966.
4. D. Varentsov, V.Ya., Ternovoi, M. Kulish and all // Nucl. Instrum. and Meth. A 577, 262–266 (2007)

РАССЕЯННОЕ РАЗРУШЕНИЕ НАСЫЩЕННЫХ ПОРИСТЫХ СРЕД

Извеков О.Я.

МФТИ, Долгопрудный

izvekov_o@inbox.ru

В работе рассматривается модель повреждающихся пористых насыщенных сред. Актуальность работы связана с разработкой новых геотехнологий, вопросами трибологии. Рассматриваемые подходы могут быть использованы для поиска новых технологических решений по повышению износостойкости конструкционных элементов.

Теория поврежденности рассматривает рассеянное разрушение среды с точки зрения превращения упругой энергии в поверхностную энергию дефектов. Параметр поврежденности может рассматриваться как мера поверхностной энергии микродефектов [1]. В настоящей работе за основу были взяты классические модели пороупругости насыщенной среды [2]. Учет повреждаемости производится с помощью включения параметра поврежденности в список параметров, определяющих состояние элемента среды, а уравнение кинетики поврежденности добавляется к набору функций, определяющих реакцию элемента. Определяющие соотношения выводятся с помощью основополагающих принципов теории определяющих соотношений — принципов объективности и термодинамической согласованности [1, 3]. В результате проведенного анализа получен общий вид определяющих соотношений пористой насыщенной среды с учетом поврежденности. Рассмотрено влияние насыщающей жидкости на развитие поврежденности в скелете пористой среды в линейном приближении. Введено понятие диссипации континуального разрушения для насыщенной пористой среды. Из условия неотрицательности диссипации получено уравнение кинетики поврежденности, позволяющее описать ряд важных свойств горных пород. Исследованы гиперболические свойства системы динамических уравнений, которые позволяют сформулировать простейший критерий макроразрушения. В рамках линейной теории решена задача накопле-

ния поврежденности в окрестности сферической полости, в которую под давлением нагнетается жидкость. Рассмотрено влияние фильтрации на параметры зоны рассеянного разрушения.

1. Кондауров В.И., Фортон В.Е. Основы термомеханики конденсированных сред. М.: Изд-во МФТИ, 2002.
2. Coussy O. Poromechanics. Wiley, New York. 2004.
3. Труделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. М.: Мир, 1975.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОДЕЛЕЙ НАНОРАЗМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ Fe/V

Хизриев К.Ш. , Муртазаев А.К.*

ИФ ДНЦ РАН, Мазачкала

**kamal71@mail.ru*

Магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества являются удобными объектами для изучения эффектов, связанных с размерностью системы в многослойных структурах. Минимальная толщина слоев Fe, при которой она остается магнитной, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных монослоев, но и от толщины слоев немагнитного ванадия. Особый интерес представляют сверхрешетки, в которых направление намагниченности соседних магнитных слоев антипараллельно. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. В сверхрешетках Fe/V антиферромагнитное межслойное взаимодействие имеет место при, толщинах прослойки ванадия 13–14 монослоев и железа 2–3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

В данной работе представлены результаты исследования фазового перехода в модели наноразмерной системы ферромагнетик-немагнетик с идеальными границами слоев методом Монте-Карло. Взаимодействие между ближайшими соседями в плоскости носит ферромагнитный характер и определяется внутрислойным параметром обмена. Имеется также взаимодействие между атомами, находящимися на соседних плоскостях (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от расстояния меж-

ду плоскостями. Это взаимодействие ферромагнитных слоев друг с другом через немагнитную прослойку осуществляется за счет РККИ-взаимодействия. Величина этого взаимодействия может принимать дискретное значение в зависимости от числа слоев немагнитной прослойки, причем, это значение может быть как положительным, так и отрицательным. Нами рассмотрена модель $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$, в которой чередуются два и три магнитных слоя железа через немагнитные слои ванадия. Для этой модели рассчитаны температурные и полевые зависимости намагниченности, теплоемкости и восприимчивости. Эти же термодинамические величины исследованы в зависимости от числа слоев немагнитной прослойки. Построена фазовая диаграмма. Полученные результаты рассмотрены в свете имеющихся экспериментальных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Фонда содействия отечественной науке» и проектов РФФИ (№ 06–02–96602; № 07–02–00194).

РАСПАД ТВЁРДОГО РАСТВОРА В ω -ФАЗЕ СИСТЕМЫ Ti–Zr ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Башкин И.О., Шестаков В.В., Сахаров М.К.,
Федотов В.К., Понятовский Е.Г.*

ИФТТ РАН, Черноголовка

**bashkin@issp.ac.ru*

В системе Ti–Zr обнаружено явление фазового расслоения гексагональной ω -модификации. Сплавы TiZr и $\text{Ti}_{30}\text{Zr}_{70}$ подвергались длительным (20–250 часов) термобарическим обработкам при $P = 5.5 \pm 0.6$ ГПа и $T = 440 \pm 30^\circ\text{C}$ с последующим охлаждением до комнатной температуры и снятием давления. Полнопрофильный фазовый анализ дифракционных спектров обработанных таким образом сплавов, снятых при нормальных условиях, показал, что образцы состоят в основном из двух ω -фаз отличающихся параметрами решётки: $a_{\omega_1} = 4.929 \text{ \AA}$, $c_{\omega_1} = 3.067 \text{ \AA}$, $c/a = 0.622$ и $a_{\omega_2} = 4.680 \text{ \AA}$, $c_{\omega_2} = 2.864 \text{ \AA}$, $c/a = 0.612$. В различных зернах термобарообработанного образца методом рентгеноспектрального анализа зафиксированы отклонения составов от среднего, значительно превышающие разброс значений составов в разных точках однофазного сплава. Установлено отклонение концентрационной зависимости удельного объёма ω -фазы сплавов Ti–Zr от закона Vegarda. С использованием полученной зависимости определены составы образовавшихся фаз: ω_1 - $\text{Ti}_{24.7}\text{Zr}_{75.3}$, ω_2 -

$Ti_{87.6}Zr_{12.4}$. Показано, что при давлении выше точки тройного равновесия сплава Ti_xZr_{1-x} в широком интервале концентраций ω -фаза может существовать только как метастабильная, сохраняющаяся вследствие низкой диффузионной подвижности компонентов. Равновесная T - P - x фазовая диаграмма системы Ti - Zr в изобарическом сечении при давлениях выше 8 ГПа имеет форму эвтектоидной диаграммы.

NIST/TRC БАЗА ДАННЫХ О ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ ВЕЩЕСТВ И СМЕСЕЙ

*Абдулагатов И.М.*¹, Френкель М.¹, Устюжанин Е.Е.²,
Реутов Б.Ф.²*

¹НИСТ, Болдер, США, ²МЭИ, Москва, Россия

**ilmutdin@boulder.nist.gov*

В Национальном институте стандартов и технологий в Термодинамическом исследовательском центре (TRC) разработана база данных о теплофизических свойствах и термохимических характеристиках (ТФСТХ) технологически важных индивидуальных веществ и смесей NIST/TRC DATABASE (USA). Одной из функций NIST/TRC базы данных является сбор первичной экспериментальной информации о ТФСТХ из литературных источников, представленных в открытой печати во всем мире.

Информация, которая выбирается из источника (статья, краткое сообщение и т.п.), включает название метода измерения, численные данные о ТФСТХ и их погрешность. Загрузка информации в архив SOURCE с помощью универсальной программы Guided Data Capture (GDC) в форме GDC-файла. Поиск информации осуществляется во всех журналах, публикующих численные данные о ТФСТХ. В отношении России NIST/TRC база данных собирает информацию из 22 журналов: ТВТ, Теплоэнергетики, Инженерно-физического журнала, Журнала прикладной химии, Журнала физической химии, Журнала химической физики и др. Сбор данных из Российских журналов осуществляется в рамках сотрудничества между НИСТ и МЭИ.

Второй функцией NIST/TRC базы данных является тестирование загруженных GDC-файлов, которое проводится с помощью инструмента ThermoData Engine. В итоге тестирования устраняются опечатки, ошибочные единицы измерения, ошибки в имени вещества и др.

Благодаря большому объему и качеству накопленных данных о термических и калорических свойствах, NIST/TRC база данных успешно реализует функцию информационной поддержки для многих

прикладных задач теплофизики, в том числе задачи, которая обсуждается на настоящей конференции и связана с созданием уравнений состояния индивидуальных веществ и смесей.

ДИАГРАММЫ СОСТОЯНИЯ И ФУНКЦИЯ ГРЮНАЙЗЕНА ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА

*Кунижев Б.И.**, *Куготова А.М.*, *Тхакахов Р.Б.*,
Карамурзов Б.С.

КБГУ, Нальчик

**rbt50@mail.ru*

Полиметилметакрилат (ПММА) как конструкционный материал широко используется при проведении взрывных испытаний, в нанотехнологии и при решении задач управляемого термоядерного синтеза. В последнее время ПММА привлек внимание исследователей в связи с рядом особенностей в его поведении при интенсивном импульсном нагружении. В [1] показано, что ударные адиабаты разделяются при этом на три участка. В работах [2, 3] исследован процесс разрушения ПММА при высокоскоростном ударе и показано, что кратеры в ПММА формируются за счет хрупкого разрушения, образования трещин и выброса вещества в виде осколков. Поэтому процесс кратерообразования в ПММА назван лицевым отколом [2]. На основании вышеизложенного представляет научный и практический интерес расчет диаграмм состояния ПММА в широкой области фазовой диаграммы.

В работе рассчитан параметр Грюнайзена в зависимости от температуры, плотности и эффективной пористости материала и построены диаграммы состояния ПММА. При проведении расчетов использовались модели А.М. Молодца, К.В. Хищенко и др. Полученные значения давления $P(p)$ и $P(p; k)$ согласуются с данными других авторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, федерального агентства по образованию, номер проекта РНП 2.1.2.25.

1. Мерзиевский А.А., Воронин М.С. Моделирование откола в ПММА. Труды XXII Междунар. конференции «Уравнение состояния вещества», Нальчик, 2007, С. 130–131.
2. Костин В.В. Кунижев Б.И., Темроков А.И., Сучков А.С. // ЖТФ, 1995, Т. 65, В.7. С. 176–179.
3. Пилюгин Н.Н. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 3. С. 447–483.

ОСОБЕННОСТИ ДИФФУЗИИ ГАЗОВ В РАЗВЕТВЛЕННЫХ И СШИТЫХ ПОЛИМЕРАХ

Долбин И.В.

НИИ ПМА КБНЦ РАН, Нальчик

i_dolbin@mail.ru

Для привитых сополимеров, полученных при облучении полиэтилена (ПЭ), набухшего в различных виниловых мономерах, с увеличением содержания в сополимере стирола, акрилонитрила или винилпиридина проницаемость уменьшается. Было высказано предположение, что прививка этих мономеров происходит исключительно в аморфных областях ПЭ. Возникшие в полимере относительно непроницаемые области действуют как исключенный для газового потока объем.

Аналогичный эффект наблюдался в случае радиационной прививки полиакролеина (ПАЛ) к поливинилтриметилсилану (ПВТМС). В этом случае предполагается, что снижение коэффициента диффузии D обусловлено повышением плотности поперечной сшивки макромолекул ПВТМС цепями ПАЛ. Объяснение экспериментально наблюдаемого эффекта выполнено на качественном уровне. Была получена количественная трактовка указанного снижения проницаемости привитых сополимеров в рамках фрактальной модели процессов газопереноса.

Полученные результаты показали корректность фрактальной модели древовидного кластера для описания процессов диффузии в разветвленных (сшитых) сополимерах. Как и во фрактальной модели процессов газопереноса, для указанных сополимеров основную роль в изменении коэффициента диффузии играет степень связности макромолекулы, характеризующая ее спектральной размерностью.

ESTIMATION OF THE THERMOPHYSICAL PROPERTIES FOR PULSE HEATED SUBSTANCES. EXPERIMENT AND MODELLING

*Скрипов П.В.^{*1}, Старостин А.А.¹, Смотрицкий А.А.¹,
Окуловский Ю.С.²*

¹ИТФ УрО РАН, ²УрГУ, Екатеринбург

**pavel-skipov@bk.ru*

The properties of substances are usually investigated in stable states of a system. Such states are retained as long as one likes under invariant environmental conditions and, therefore, are convenient for performing

measurements. Regular measurements of the thermophysical properties of substances are carried out under small temperature perturbation with respect to the bulk temperature. In the scope of this approach, the wide region of phase diagram beyond the line of absolute stability remains poorly known so far. We are interested in the region of relatively stable states of a substance characterized by a set of finite life times. These states are generated by superheating with respect to the liquid-vapor equilibrium temperature and/or to the temperature of thermal decomposition of molecules in quasi-static process [1]. The experimental part of our investigation is based on the method of controlled pulse heating of a thin wire probe, immersed into a sample [2]. The important point consists in a selection of heating function for the probe suitable for the following calculation of the thermophysical properties for superheated samples. The time dependences for the both heating power and probe temperature are recorded in the course of experiment. The operation speed of the control and recording elements is 100 ns by the order of magnitude. A search of the thermophysical properties for superheated liquids from the experimental data is carried out by the numerical method. Availability of the thermophysical properties temperature dependence is taken into account. We are developing the technique of integro-interpolation modeling of heat exchange between the probe and sample for this purpose. Pulse measurements have been carried out by the constant power technique, as a convenient particular case of a heating function. Heating pulse length was in the range from 1 to 10 milliseconds. The probe temperature was increased up to 1000 K. The objects under investigation were the low-molecular-weight hydrocarbons (reference substances in thermophysical measurements), as well as complex systems, such as polymer melts.

1. Volosnikov, D.V., Efremov, V.P., Skripov, P.V., Starostin, A.A., and Shishkin, A.V. An Experimental Investigation of Heat Transfer in Thermally Unstable Polymer Systems. *High Temperature*. 2006. V. 44. № 3. P. 463–470.
2. Skripov, P.V., Smotritskii A.A., Starostin, A.A., and Shishkin, A.V. A Method of Controlled Pulse Heating: Applications, *Journ. Eng. Thermophys.*, 2007, V. 16. № 3. P. 463–470.

РАСТВОРИМОСТЬ ВОДОРОДА В БУТАДИЕНОВОЙ РЕЗИНЕ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 75 кбар

*Кузовников М.А.*¹, Albers P.², Антонов В.Е.¹, Сахаров М.К.¹, Tkacz M.³*

¹ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия, ²AQura, Hanau, Deutschland,

³ICHF PAN, Warszawa, Polska

*kuz@issp.ac.ru

Резиновые уплотнения широко применяются в газовых установках высокого давления, однако вопрос о том, сколько газа резина может поглощать, ранее не изучался.

Мы исследовали растворимость водорода в бутадиеновой резине при температурах, близких к комнатной, и давлениях водорода 8 и 75 кбар. Изучались образцы стандартной «чистой» резины, используемой в производстве шин и резинотехнических изделий и содержащей 3% ZnO и небольшое количество серы, а также образцы резины со стандартными наполнителями (SiO₂, SiO₂ + SiH₄, углеродная сажа, сажа + SiH₄). Образцы выдерживали при выбранном давлении водорода в течение суток, после чего фиксировали проникший в них водород охлаждением до температуры жидкого азота, снижали давление до атмосферного, извлекали образцы и вплоть до начала измерений хранили их в жидком азоте. Для анализа на водород образцы помещали в предварительно откачанную емкость известного объема и отогревали от -196 °С до +200 °С со средней скоростью 20 °С/мин, измеряя давление выделявшегося газа. Содержание водорода в образце оценивали по давлению газа, считая его молекулярным водородом.

Заметное выделение газа из разных образцов начиналось при температурах от -170 до -120 °С и прекращалось вблизи комнатной температуры. Общее содержание водорода в различных образцах варьировалось от 0.035 до 0.22 вес.% в случае гидрирования при давлении 8 кбар и от 0.6 до 1.0 вес.% после гидрирования при 75 кбар. Наименьшая растворимость водорода наблюдалась в чистой бутадиеновой резине без наполнителей.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕТЕРОГЕННОГО ПИРОЛИЗА МЕТАНА И ЕГО ГОМОЛОГОВ

*Зайченко В.М., Косов В.Ф., Синельщиков В.А., Сокол Г.Ф.**

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**sokolgf@ya.ru*

Представлены результаты экспериментального исследования процесса образования пироуглерода на поверхности пористого углеродного материала в результате гетерогенного пиролиза различных предельных углеводородов.

В ходе экспериментов проводились измерения набора массы пористой углеродной средой, через которую продувались метан и его гомологи. Одновременно контролировался состав газовой смеси на выходе из реакционного объема и изменение пористости углеродной среды в процессе образования пироуглерода. О модификации структуры пористой среды можно было судить и по изображениям, полученным с помощью электронного микроскопа. В качестве пористой углеродной среды использовался древесный уголь, прошедший предварительную подготовку, в результате чего его удельная поверхность могла меняться в несколько раз. Эксперименты проводились в интервале температур 800–1000°С. Показано, что процесс уплотнения углеродной матрицы при гетерогенном пиролизе предельных углеводородов проходит через несколько стадий, характеризующихся различным темпом набора массы. Указанное поведение связано с изменением структуры активной поверхности в процессе образования пироуглерода. Сопоставление скорости образования пироуглерода в результате гетерогенного пиролиза метана и его гомологов показало, что она увеличивается при переходе к более тяжелым предельным углеводородам. Анализ экспериментальных данных позволил оценить константы скорости образования пироуглерода и энергии активации процесса гетерогенного пиролиза метана и его гомологов.

О ВОЗМОЖНОСТИ РАСШИРЕНИЯ СЫРЬЕВОЙ БАЗЫ ТЕХНОЛОГИИ ПЕРЕРАБОТКИ ПРИРОДНОГО ГАЗА С ЦЕЛЬЮ ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА И УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Зайченко В.М., Косов В.Ф. , Косов В.В., Синельщиков В.А.*

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**kosov@ihed.ras.ru*

В Институте высоких температур РАН предложена технология комплексной переработки древесных отходов и природного газа, основанная на процессе гетерогенного разложения природного газа при его фильтрации через пористую углеродную структуру, образованную в результате термической деструкции древесины. Конечными продуктами производственного цикла являются композитный углеродный материал с содержанием углерода выше 97% и технический водород.

Если говорить о перспективах развития разрабатываемой технологии, то естественно рассмотреть возможности использования в качестве исходного материала не только древесины, но и других сырьевых источников, каковыми могут являться как продукты переработки древесины в виде древесных пеллет, так и торф в виде торфяных пеллет.

В работе проведено сопоставление характеристик указанных материалов и приведены экспериментальные данные, характеризующие их поведение на всех стадиях технологического процесса, а именно, на стадии карбонизации, на стадии активации и на стадии гетерогенного пиролиза природного газа. Таким образом, экспериментально обоснована возможность использования в качестве сырья для разрабатываемой технологии древесных и торфяных пеллет и проведено сопоставление характеристик, определяющих эффективность технологии.

Полученные экспериментальные данные позволяют оптимизировать технологический процесс и выбрать соответствующие режимные параметры, исходя из состава конкретного углеводородного сырья.

═══════════ **УДАРНЫЕ ВОЛНЫ.** ═══════════
ДЕТОНАЦИЯ. ГОРЕНИЕ

О ВЯЗКОСТИ РТУТИ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Фунтиков А.И.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

funtikov@ihed.ras.ru

Результаты измерений сдвиговой вязкости ртути при ударном сжатии, полученные в работе [1] методом затухания малых возмущений, заданных на фронте ударной волны, рассматриваются в свете новых данных по фазовой диаграмме, изотермической сжимаемости и уравнению состояния ртути в области высоких давлений. Показано, что измеренное значение вязкости $\eta = 0.8$ кПа с при давлении ударного сжатия 44 ГПа, отличающееся от начального значения при нормальных условиях в $5 \cdot 10^5$ раз, отвечает переходу ртути в твердое состояние при ударном сжатии.

1. Минеев В.Н., Зайдель Р.М. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1633.

**ИЗМЕРЕНИЯ СУБМИКРОСЕКУНДНОЙ ПРОЧНОСТИ:
МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ**

Канель Г.И.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

kanel@icp.ac.ru

Динамическая прочность материалов на разрыв в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки исследуется путем регистрации откольных явлений при отражении импульса одномерного ударно-волнового сжатия от свободной поверхности тела. В исследованиях последних лет основное внимание уделяется изучению деталей механизма явления и их связи со структурой материала с тем, чтобы найти новые области применения техники ударных волн для решения задач материаловедения, физики прочности и пластичности. При этом все более важными становятся методические аспекты измерений. Недостаточно детальный анализ явления приводит зачастую к существенному количественному расхождению данных, полученных разными авторами. В частности, некорректная постановка измерений является, вероятно, причиной возрастания измеренных значений откольной прочно-

сти с увеличением давления предшествующего ударного сжатия, наблюдавшегося в экспериментах американских исследователей, но не имеющего удовлетворительного объяснения.

В докладе анализируются условия нагружения при измерениях откольной прочности материалов, методы интерпретации измеренных профилей скорости свободной поверхности и источники ошибок, а также представлены некоторые результаты исследований последних лет. Обсуждаются влияние формы импульса ударной нагрузки на реализуемые значения сопротивления откольному разрушению, погрешности измерений, связанные с неоднозначностью скоростей звука в упругопластическом теле, влияние структурных факторов, в том числе текстуры материала, на зарождение и развитие разрушения, а также вклад атомистического моделирования высокоскоростных разрушений в понимание основных закономерностей явления.

ФУЛЛЕРИТЫ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ: ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ И НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

*Милявский В.В.^{*1}, Борисенок В.А.², Бородина Т.И.¹,
Вальяно Г.Е.¹, Жерноклетов М.В.², Жук А.З.¹,
Ковалев А.Е.², Новиков М.Г.², Симаков В.Г.²,
Уткин А.В.³, Хищенко К.В.¹, Чаражчян А.А.⁴,
Якушев В.В.³, Фортвов В.Е.¹*

¹ОИВТ РАН, Москва, ²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров,

³ИПХФ РАН, Черноголовка, ⁴ВЦ РАН, Москва

*vlvm@ihed.ras.ru

Рассматриваются ударно-инициированные фазовые превращения фуллеритов и их термодинамические свойства при высоких давлениях и температурах. Проводится обзор экспериментальных данных по ударно-волновому нагружению фуллеритов в ампулах сохранения различной геометрии, по измерению ударной сжимаемости [1] и зависимостей электропроводности [2] и скорости звука [1] в ударно-сжатом материале от давления при однократном и ступенчатом (квазиизоэнтропическом) ударном сжатии. Экспериментальные данные анализируются с привлечением результатов расчетов по полуэмпирическим уравнениям состояния фуллерита C₆₀ [3], графита и алмаза [4]. Обсуждаются особенности полимеризации фуллеритов при ударно-волновом нагружении. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

1. Milyavskiy V.V., Utkin A.V., Zhuk A.Z., Yakushev V.V., Fortov V.E. // *Diamond and Related Materials*. 2005. V.14. № 11–12. P. 1920–1923.
2. Осипьян Ю.А., Авдонин В.В., Каган К.Л., Николаев Р.К., Постнов В.И., Сидоров Н.С., Шахрай Д.В., Шестаков А.Ф., Кведер В.В., Фортвов В.Е. // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. Т. 81. № 9. С. 587–590.
3. Khishchenko K.V., Milyavskiy V.V., Utkin A.V., Yakushev V.V., Zhuk A.Z., Fortov V.E. // *Diamond and Related Materials*. 2007. V.16. № 4–7. P. 1204–1207.
4. Khishchenko K.V., Fortov V.E., Lomonosov I.V. // *Int. J. Thermophys.* 2005. V.26. № 2. P. 479–491.

ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ФУЛЛЕРЕНА C_{70} ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*Соколов С.Н.**, *Миляевский В.В.*, *Бородин Т.И.*,
Хищенко К.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**real_serg@mail.ru*

Выполнено ударно-волновое нагружение фуллерена C_{70} в стальных сборках сохранения плоской геометрии. Максимальные ударные давления (от 8 до 52 ГПа) достигались в течение нескольких циркуляций ударных волн в образце (ступенчатое ударно-волновое сжатие). Результаты экспериментов частично опубликованы в [1, 2].

По результатам экспериментов было выявлено, что при ударно-волновом нагружении фуллерен C_{70} испытывает серию структурных превращений. В частности, при нагружении фуллерена до давления 9 ГПа и выше происходит переход из ГПУ в ГЦК структуру, глубина которого увеличивалась по мере увеличения давления нагружения.

В результате экспериментов по нагружению фуллерена C_{70} до давления 23.5 и выше выявлено разрушение фуллерена C_{70} и образование углерода с графитоподобной структурой.

Используя уравнение состояния фуллерена C_{60} [3], были выполнены оценочные расчеты (P , T) траекторий, реализованных в наших экспериментах по ступенчатому ударно-волновому сжатию фуллерена C_{70} . Это дало возможность соотнести результаты наших экспериментов и предварительную фазовую диаграмму фуллерена C_{70} , предложенную В. Sundqvist [4], и выявить необходимость ее корректировки в области высоких давлений. Работа выполнена при поддержке РФФИ № 07–02–00625 и Фонда содействия отечественной науке.

1. V.V. Milyavskiy, T.I. Borodina, S.N. Sokolov, A.Z. Zhuk Shock-induced phase transitions of C₇₀ fullerite // *Diamond and Related Materials*. 2005. V. 14. № 11–12. P. 1924–1927.
2. Соколов С.Н., Милявский В.В., Бородина Т.И., Жерноклетов Д.М., Жук А.З. Фазовые превращения фуллера C₇₀ при ударно-волновом нагружении // *ФТВД*. 2007. Том 17. № 2. С. 59–63
3. K.V. Khishchenko, V.V. Milyavskiy, A.V. Utkin, V.V. Yakushev, A.Z. Zhuk, V.E. Fortov. Equation of state and physical-chemical transformations of C₆₀ fullerite at high pressures and temperatures // *Diamond and Related Materials*. 2007. V. 16. P. 1204–1207.
4. B. Sundqvist. Fullerenes under high pressures// *Advanced in physics*. 1999. V. 48. № 1. P. 1–134

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФУЛЛЕРИТА C₇₀ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ РАЗГРУЗКЕ

*Авдонин В.В.^{*1}, Молодец А.М.¹, Сидоров Н.С.²,
Шахрай Д.В.¹, Гольшев А.А.¹, Фортвов В.Е.¹,
Осипьян Ю.А.²*

¹ИПХФ РАН, ²ИФТТ РАН, Черногловка

*avdonin@icp.ac.ru

Фазовые *P-T* диаграммы фуллеритов C₆₀ и C₇₀ привлекают многообразием различных полимерных фаз, формируемых в результате межмолекулярного взаимодействия в условиях высоких динамических давлений. Исследованию фаз, сохраненных после воздействия динамического сжатия, посвящено ряд работ [1, 2]. Однако данных об электрофизических и термодинамических свойствах фуллеритов в процессе непосредственно самого нагружения пока единичны и посвящены в основном C₆₀ [3]. В данном исследовании мы сосредоточили свои усилия на изучении электрофизических свойств фуллера C₇₀ в условиях ступенчатого ударного сжатия в диапазоне давлений от 20 ГПа до 90 ГПа.

Были проведены эксперименты по измерению сопротивления образцов фуллера C₇₀ с одновременной регистрацией профиля давления. При небольших давлениях (до ≈25 ГПа) электросопротивление образцов C₆₀ и C₇₀ имеет место резкий обратимый скачок электросопротивления. Однако, начиная с давлений ≈35–40 ГПа, в образцах C₇₀ наблюдается повторное падение электросопротивления. При этом электросопротивление следит за изменением давления в импульсе сжа-

тия — с увеличением нагрузки в волне сжатия оно возрастает, а при уменьшении давления в проходящей волне разгрузки оно уменьшается. Более того, нами зафиксировано обратимое падение сопротивления образцов C_{70} в волне разгрузки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06–02–16552а и программы «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. C. S. Yoo and W. J. Nellis. Phase Transformations in Carbon Fullerenes at High Shock Pressures // Science.1991. 254. P. 1489–1491
2. С.Н. Соколов, В.В. Милявский, Т.И. Бородина, А.З. Жук. Ударно инициированные фазовые превращения фуллерена C_{70} при высоких давлениях // Рос. Хим. Журн. 2006, т. L, № 1.
3. Molodets A.M., Avdonin V.V., Zhukov A.N, et al. // Electroconductivity and pressure-temperature states of step shocked C_{60} fullerite. // High Pressure Research.2007. Vol.27. No. 2, P. 279–290.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК, ВЫЗВАННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

*Молодец А.М.*¹, Гольшев А.А.¹, Жуков А.Н.¹,
Мурадян В.Е.¹, Писарев С.А.², Шульга Ю.М.¹,
Фортон В.Е.³*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИФХ РАН, Москва,

³ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**molodets@icp.ac.ru*

Поведение наноматериалов, в том числе углеродных нанотрубок, при высоких давлениях и температурах представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес в связи с синтезом перспективных материалов.

Углеродные нанотрубки при экстремально высоких давлениях вероятнее всего преобразуются в графит или алмаз, но прежде, чем это происходит, образуется ряд новых структур. Из научной литературы известно, что в условиях статического нагружения умеренно высоких давлений и температур, нанотрубки преобразуются в такие наноструктуры, как полимерные нанотрубки или наноалмазы. При ударно-волновом нагружении, превышающем 20 ГПа, многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) превращаются в алмаз. Что же касается исследований МУНТ в области мегабарных давлений, то до настоящего времени исследования в этой области не предпринимались.

В данной работе выполнено комплексное экспериментально-теоретическое исследование морфологических и структурных характеристик МУНТ, испытавших воздействие ступенчатого ударно-волнового сжатия до 100 ГПа. Образцы во время ударно-волнового нагружения сохранялись в специальном устройстве. Проведены расчеты теплофизической истории ударного сжатия МУНТ и последующей разгрузки. Выполнены диффрактометрические структурные исследования образцов до и после ударного нагружения. Проведены морфологические исследования МУНТ методом сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии исходных и обработанных взрывом образцов МУНТ.

Показано, что в результате воздействия сильного ударного сжатия МУНТ частично переходят в кристаллические структуры с увеличенным межплоскостным расстоянием, а отдельные МУНТ изменяют свою форму.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных условиях».

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ И ОРИЕНТАЦИИ ГРАФИТА НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛИМОРФНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

*Безручко Г.С.^{*1}, Канель Г.И.², Разоренов С.В.¹,
Савиных А.С.¹, Милявский В.В.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bezgs@fcp.ac.ru*

Разработана методика исследования полиморфного превращения в прессованном графите при различных ориентациях направления ударно-волнового сжатия относительно базисных плоскостей кристаллической решетки. Проведены эксперименты с двумя типами природного графита, различающимися размером зерна и степенью упорядочения. Обнаружено значительное влияние направления ударного сжатия относительно текстуры прессованного материала на регистрируемое давление превращения графит-алмаз и его скорость: при сжатии в направлении, параллельном базисным плоскостям, регистрируемое давление превращения на 5–10 процентов больше, а его скорость в несколько раз меньше, чем при сжатии перпендикулярно базисным плоскостям. Эффект более выражен в графите лучшего качества. Из полученных результатов следует, что сдвиги в базисных плоскостях затрудняют превращение графит-алмаз.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ УДАРНО-ИНИЦИИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ГРАФИТОВ С РАЗЛИЧНОЙ МИКРОСТРУКТУРОЙ

*Жерноклетов Д.М.*¹, Хищенко К.В.¹, Милявский В.В.¹,
Чарахчян А.А.², Вальяно Г.Е.¹, Бородина Т.И.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ВЦ РАН, Москва

*dmzher@list.ru

Исследовано влияние микроструктуры на кинетику фазовых превращений графита при ударно-волновом нагружении в стальных сборках сохранения с коническими полостями. В экспериментах использовался графит трех различных модификаций: ГМЗ (1.70 г/см³), МПГ-7 (1.91 г/см³) производства ФГУП «НИИГрафит» (Москва), и MF-307 (2.01 г/см³) производства Nippon Techno-Carbon Co. (Токио). Сборки нагружались плоским ударом алюминиевых пластин толщиной 5 мм и диаметром 90 мм, разогнанных продуктами детонации взрывчатого вещества до скорости 3.35 км/с. Структура сохраненных образцов исследовалась методами рентгенофазового анализа на установке ДРОН-3М. По результатам микроструктурных исследований оценивалась максимальная степень превращения графита в алмаз, имевшая место во время нагружения. При этом массовое содержание кубического алмаза в сохраненном материале (1–6%) суммировалось с массовым содержанием аморфной углеродной фазы, предположительно являющейся продуктом обратного перехода алмаза в графит. Экспериментальные данные сравнивались с результатами двумерного численного моделирования, выполненного с использованием уравнений состояния графита и алмаза [1] и различных уравнений, описывающих кинетику фазового превращения [2, 3]. Подробное описание использованных при расчетах численных методов приведено в работе [4]. Константы кинетической модели P_s и τ , которые обеспечивали наилучшее согласие результатов численного моделирования с экспериментом, сопоставлялись со средним параметром трехмерной упорядоченности решетки p_3 исходных графитов (значение $p_3 = 1$ соответствует «идеальному» монокристаллу). Обнаружено, что с ростом степени упорядоченности кристаллической структуры графита давление начала фазового превращения P_s падает, а постоянная времени τ , связанная со скоростью фазового превращения, возрастает.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07–08–00092).

1. Khishchenko K.V., Fortov V.E., Lomonosov I.V. // Int. J. Thermophys.

2005. V.26. P. 604.

2. Жук А.З., Иванов А.В., Канель Г.И. // ТВТ. 1991. Т. 29. С. 486.
3. Vlodarchik E., Trebinski R. // Shock Waves. 1997. V.7. P. 231.
4. Милявский В.В., Фортон В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Чархчян А.А., Шуршалов Л.В. // ЖВММФ. 2006. Т. 46. С. 913.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН НА ПОРОДООБРАЗУЮЩИЕ МИНЕРАЛЫ АМФИБОЛИТА

*Белятинская И.В.*¹, Фельдман В.И.², Милявский В.В.¹,
Бородин Т.И.¹, Жерноклетов Д.М.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МГУ, Москва

*belyatirina@yandex.ru

Были изучены ударно-метаморфические трансформации породообразующих минералов (амфибол, плагиоклаз, клинопироксен, скаполит) полосчатого амфиболита (PR₁₋₂) с Южного Урала. Постановка эксперимента подробно описана в работе [1]. Максимальные ударные давления в трех экспериментах достигались в течение нескольких циркуляций волн в образце (ступенчатое ударно-волновое сжатие) и составляли 26, 36 и 52 ГПа.

При исследовании влияния ударных волн, возникающих при ступенчатом ударно-волновом сжатии в ампулах сохранения плоской геометрии, на исследуемые породы были выявлены механические и химические преобразования их породообразующих минералов.

Наибольшим преобразованиям, как механическим, так и химическим, подвергается плагиоклаз, практически полностью аморфизованный уже при 36 ГПа, для которого фиксируется вынос Na⁺ при 36 ГПа, а при 52 ГПа начинает выноситься и Ca²⁺. Следующим по силе преобразования идет амфибол, сильно трещиноватый и практически не аморфизованный при 36 ГПа и наполовину аморфизованный при 52 ГПа. В амфиболе при 36 и 52 ГПа фиксируется вынос Fe²⁺ и привнос Mg²⁺, наиболее сильно выраженный в трещиноватом амфиболе при 36 ГПа. Кроме того, при исследованных нагрузках для амфибола выявлен вынос Al³⁺, интенсивность которого выше при 52 ГПа. Клинопироксен и скаполит претерпевают наименьшие трансформации: эти минералы не аморфизуются и не обнаруживают химических преобразований даже при 52 ГПа. Описанная последовательность нарастания изменений в минералах при нагружении пород плоской ударной волной соответствует установленному ранее [2] ряду ударно-термического

разложения: слоистые – ленточные – цепочечные силикаты и алюмосиликаты – силикаты с одиночными тетраэдрами.

1. Милявский В.В., Сазонова Л.В., Белятинская И.В. и др. / ФТВД. 2007. Т. 17. №1. С. 126–136.
2. Козлов Е.А., Сазонова Л.В., Фельдман В.И., Дубровинская Н.А., Дубровинский Л.С. Некоторые факторы, контролирующие преобразования минералов в горных породах при ударно-волновом нагружении. Фазовые превращения при высоких давлениях. Тезисы. Черноголовка. 2002. С. У13.

УДАРНАЯ АДИАБАТА ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦОВ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Якушев В.В. , Уткин А.В., Жуков А.Н.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**vvyakushev@mail.ru*

В работе представлены результаты экспериментов по измерению ударной адиабаты пористых образцов нитрида кремния (пористость около 15%) с гексагональной структурой (β -фаза), в диапазоне давлений 15–50 ГПа.

Известны три кристаллические модификации нитрида кремния: α - и β - с гексагональной структурой и не так давно полученная высокоплотная c -модификация с кубической структурой [1].

Нитрид кремния интенсивно исследуется в связи с его высокими механическими, электрическими и термическими характеристиками и находится на третьем месте по твердости после алмаза и нитрида бора. Интерес представляет получение ударной адиабаты нитрида кремния и исследование ее особенностей, в частности связанных с переходом β -фазы в c -фазу.

Выбор пористых образцов в качестве объектов исследования связан с трудностями изготовления поликристаллических образцов максимальной плотности из чистого нитрида кремния без связывающих добавок. Образцы были изготовлены путем прессования мелкодисперсного порошка нитрида кремния, полученного методом СВС, в камере высокого давления при давлении 2 ГПа, температуре 1600°C и времени выдержки 10 минут. Нагружение образцов осуществлялось Al ударниками, разогнанными с помощью взрывных метательных устройств через Al и Cu экраны. Регистрация скорости поверхности образца осуществлялась с помощью лазерного измерителя скорости VISAR.

На полученной ударной адиабате не обнаружено никаких особенностей связанных с фазовым переходом β -фазы в ϵ -фазу. Также отсутствует расщепление фронта ударной волны, обусловленного фазовым переходом. Однако, судя по величине перепада массовой скорости в волне разгрузки на экспериментальных профилях, при высоком давлении происходит фазовый переход. Данная ударная адиабата сравнивалась с таковой взятой из статьи [2] для сплошных образцов, приготовленных с использованием малых количеств связывающих добавок. Оказалось, что измеренная ударная адиабата во всем диапазоне указанных давлений лежит выше адиабаты из статьи [2] как это и должно быть в случае сплошного и пористого вещества.

1. Юношев А.С. // ФГВ. 2004. Т. 40. № 3. С. 132.
 2. Hongliang He et. al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62, № 17. P. 11412.
- Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 06–03–33138-а.

МЕТАЛЛИЗАЦИЯ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ОБРАЗЦОВ ГИДРИДА АЛЮМИНИЯ AlH_3 В УСЛОВИЯХ СТУПЕНЧАТОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО СЖАТИЯ ДО 100 ГПа

Шахрай Д.В. , Молодец А.М.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**shakhray@icp.ac.ru*

В последнее время в научной литературе обсуждается проблема высокотемпературной сверхпроводимости в водородосодержащих системах [1, 2]. В этих работах прогнозируют сверхпроводимость гидридов элементов IV группы периодической таблицы. Ожидается, что кристаллическое состояние этих материалов обеспечит так называемое «химическое преджатие» водорода, которое уже при атмосферном окружающем давлении создаст условия эквивалентные сотням гигапаскалей внешнего давления. Поэтому для достижения высокотемпературной сверхпроводимости в этих системах нужно приложить меньшие давления, чем в случае атомарного водорода. Так, для моносилана эти оценки дают 90 ГПа, для германа — 70 ГПа. В последнее время появились сообщения о том, что фаза высокого давления гидрида алюминия AlH_3 обладает металлической проводимостью при давлениях 100 ГПа.

Таким образом, диапазон давлений, в частности, для AlH_3 оказывается достижимым для экспериментов по регистрации электро-

проводности и изучения электрофизических свойств водородосодержащих систем при ударно-волновом сжатии. В этой связи в данной работе выполнены измерения электропроводности прессованных образцов AlH_3 в условиях ударно-волнового нагружения в диапазоне давлений до 100 ГПа. Зафиксировано, что образцы AlH_3 изначально являясь диэлектриками, при давлениях 70–90 ГПа проявляют электропроводность, приближающуюся к металлической.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. N. Ashcroft, «Hydrogen Dominant Metallic Alloys: High Temperature Superconductors?» Phys. Rev. Lett. 92, 187002 (2004)
2. J. Feng et al., «Structures and Potential Superconductivity in SiH_4 at High Pressure: En Route to “Metallic Hydrogen”» Phys. Rev. Lett. 96, 017006 (2006)

РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ОЦЕНКА ПЕРЕНОСНЫХ СВОЙСТВ ИНДИЯ И РАСПЛАВА КАЛИЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Гольшев А.А. , Шахрай Д.В., Молодец А.М.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**golyshv@icp.ac.ru*

Хорошо известно, что ряд теоретических формул для коэффициента теплопроводности, содержащих температуру Дебая и коэффициент Грюнайзена, позволяют моделировать температурную зависимость коэффициента теплопроводности диэлектриков при высоких давлениях. В этом направлении ранее были получены результаты [1] для диэлектриков на основе модифицированной формулы Дугдала-Макдональда. В данной работе использован развитый полумпирический подход для оценки величины коэффициента теплопроводности металлических материалов и расплавов при высоких давлениях и температурах.

С этой целью были проведены эксперименты по регистрации электросопротивления индия и калия при ступенчатом ударно-волновом нагружении. Одновременно с электросопротивлением регистрировалось давление в окружающей среде (тефлоне) с помощью манганиновых датчиков давления ударного сжатия. Термодинамическое состояние образцов (температура и объём) рассчитывались по стандартной процедуре физики ударных волн. Для этих расчетов были согласно [2] построены уравнения состояния исследуемых металлов.

В выполненных ударноволновых экспериментах индий оставался в твёрдом состоянии, а калий переходил в свой расплав в первой же ударной волне. Как для твёрдого индия, так и для расплава калия по экспериментально измеренным значениям электросопротивления и рассчитанным термодинамическим состояниям определялось их удельное электрическое сопротивление при ударном сжатии. Затем, в предположении справедливости закона Видемана-Франца, находилась величина коэффициента теплопроводности исследуемых материалов при высоких температурах и давлениях ударного сжатия.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН «Исследования вещества в экстремальных условиях».

1. А.М. Molodets, А.А. Golyshev «Thermal conductivity of ringwoodite under high compressive and tensile pressures» // High Pressure Research, V.27, N3 (2007), P. 361–365.
2. А.М. Molodets, D.V. Shakhrai, А.А. Golyshev, L.V. Babare and V.V. Avdonin «Equation of state of solids from high-pressure isotherm» // High Pressure Research, V.26, N3 (2006), P. 223–231.

ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ВОЛН СЖАТИЯ В ПОРИСТЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*Беспалов Е.В.*¹, Ефремов В.П.¹, Фортвов В.Е.¹,
Лукьянчиков Л.А.², Прууэл Э.Р.², Тен К.А.², Титов В.М.²,
Толочко Б.П.³, Жогин И.Л.³*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²ИГиЛ СО РАН, Новосибирск,

³ИХТТМ СО РАН, Новосибирск

*bev@ihed.ras.ru

Пористые диэлектрики, в том числе и аэрогели интенсивно используются в различных областях прикладной физики. В этой связи имеет важное значение построение уравнения состояния для таких веществ при высоких плотностях энергии.

Целями работы является исследование поведения пористых веществ под действием импульсной нагрузки и прямые измерения плотности за фронтом ударной волны с помощью синхротронного излучения (СИ).

Ударная волна создавалась специально сконструированным взрывным генератором, который позволял получить скорость ударника в интервале от 300 м/с до 2700 м/с. В качестве ВВ для разгона ударников использовались таблетки ТГ 50/50 и октоген. Исследовались про-

зрачные образцы SiO_2 аэрогеля с начальной плотностью 0.25 г/см^3 и 0.15 г/см^3 .

В эксперименте регистрировали значения интенсивностей рентгеновского излучения: исходного, прошедшего через вещество и во время распространения ударной волны по исследуемому образцу. При этом в одном опыте измерялись скорость ударной волны в мишени, массовая скорость за её фронтом и первоначальная скорость ударника. По полученным данным была построена ударная адиабата аэрогеля для низких давлений (до 1 ГПа).

Для скоростей ударника до 1 км/с была проведена оценка ширины фронта ударной волны, которая составила $\sim 0.5\text{--}0.6$ мм.

При разной геометрии экспериментов (положение плоскости пучка СИ-излучения вдоль распространения ударной волны и поперек) была проведена регистрация волн сжатия и разлета вещества. Это позволило более точно измерить плотность вещества за фронтом ударной волны. При скорости ударника 1800 м/с увеличение плотности составило $\rho/\rho_0 \sim 5$.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президента РАН.

ВЛИЯНИЕ БОКОВОГО СЖИМАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ НА УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН РАЗРУШЕНИЯ В ХРУПКИХ МАТЕРИАЛАХ

*Савиных А.С.^{*1}, Канель Г.И.², Разоренов С.В.¹*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**savas@fcr.ac.ru*

Эксперименты с ударными волнами позволяют изучать поведение и механические свойства высокотвердых материалов в широком диапазоне напряжений сжатия. Однако, одномерные условия деформирования в плоских ударных волнах не дают возможности варьировать соотношение между компонентами напряжений. Между тем, известно, что отклик хрупких материалов сильно чувствителен к напряженному состоянию. При увеличении бокового сжимающего напряжения подавляется осевое растрескивание в хрупких однородных материалах, и тем самым, смещается порог разрушения в направлении более высоких значений напряжений. В данной работе рассмотрен один из способов варьирования компонент напряжений, с помощью которого изучалось влияние бокового сжимающего напряжения на порог разрушения сте-

кол К8, К14 и плавленного кварца, а также на величину динамического предела упругости сапфира, керамик Al_2O_3 и B_4C . Контролируемое боковое сжимающее напряжение в диапазоне от 200 до 500 МПа в образцах создавалось методом горячей посадки. Ударно-волновое нагружение образцов осуществлялось ударом алюминиевых пластин толщиной 2 мм, разогнанных до скоростей 1.25 км/с и 1.9 км/с, с помощью взрывных плоско-волновых генераторов ударных волн. Анализ волновых процессов осуществлялся путем обработки волновых профилей, регистрация которых с наносекундным разрешением проводилась с помощью лазерного Доплеровского измерителя скорости «VISAR».

МОДЕЛЬ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ СКОРОСТЕЙ ДЕФОРМАЦИИ

Скрипняк В.А. , Скрипняк Е.Г.*

ТГУ, Томск

**skrp@ftf.tsu.ru*

Предложена физико-математическая модель механического поведения альфа и альфа+бета титановых сплавов в диапазоне скоростей деформации от 10^{-3} до 10^{+6} с⁻¹ и температурах ниже температуры перехода в бета фазу. Построенное определяющее уравнение позволяет описывать деформацию поликристаллических и наноструктурных сплавов. Модель учитывает влияние средних размеров зерна, плотности дислокаций и объемной плотности двойников на величину сдвиговой прочности.

СКОРОСТНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ ТЕЧЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ

*Скрипняк Е.Г.*¹, Скрипняк В.А.¹, Майер Л.В.², Херциг Н.²,
Муш Д.², Крюгер Л.², Халле Т.², Разоренов С.В.³*

¹ ТГУ, Томск, Россия, ² ТУК, Кемниц, Германия,

³ ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия

*skrp@ftf.tsu.ru

Исследовано изменение параметра скоростной чувствительности напряжения течения $m = d \ln \sigma_s / d \ln \dot{\epsilon}$ крупнозернистых и наноструктурных титановых сплавов ВТ 1-0, Ti-6 2222s в диапазоне скоростей деформации от 10^{-3} до 10^{+6} с⁻¹. Показано, что значение параметра m зависит от величины фиксированной пластической деформации, для которой осуществляется оценка m . Скоростная чувствительность напряжения течения поликристаллических и наноструктурных сплавов с размерами зерна, превышающими 300 нм, в рассмотренном диапазоне условий нагружения определяется дислокационной кинетикой. Показано, что параметр скоростной чувствительности m увеличивается при уменьшении средних размеров зерна в субмикронном диапазоне.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОМОДЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ И ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Соковиков М.А.

ИМСС УрО РАН, Пермь

sokovikov@icmm.ru

В настоящее время установлено, что зарождение и рост микросдвигов играет существенную роль в процессе деформирования и разрушения материалов. Особую роль в развитии пластических деформаций играют структурные изменения в материале, связанные с коллективными процессами в системе микросдвигов.

Ряд экспериментальных исследований указывают на то, что - макроскопическая пластическая деформация есть результат множественных локализованных неустойчивостей, обусловленных кинетическими переходами в ансамблях микросдвигов в различных локальных объемах образца;

- пластическая деформация носит автомодельный характер, обусловленный особенностями кинетики накопления микросдвигов;
- распространение пластической деформации по объему образца может носить волновой характер, как при статическом [1], так и при динамическом нагружении;
- волна пластичности формируется в условиях ориентационно-скейлингового перехода в ансамбле микросдвигов и имеет фронт, распространяющийся с групповой скоростью, определяемой нелинейной динамикой перехода и свойствами нелокальности среды.

Изучались автомодельные свойства и волновая природа пластического деформирования при ударном нагружении. Для этого использовалась ранее разработанная теория, в которой методами статистической физики и термодинамики необратимых процессов изучается влияние микросдвигов на пластические свойства твердых тел [2].

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №07-01-96004-р_урал_а; 07-08-96001-р_урал_а; 05-01-00863_а; 05-08-33652_а.

1. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данлов В.Е., Мних Н.М. Пластическая деформация как волновой процесс // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. № 6. С. 1386–1389.
2. Наймарк О.Б. О термодинамике деформации и разрушения твердого тела с микротрещинами. Институт механики сплошных сред, АН СССР, Свердловск., 1982.- С. 3–34.

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ УПРУГИХ И ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ НА МЕХАНИЗМЫ МАКРОРАЗРУШЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПРЕГРАД ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Радченко А.В.

ИФПМ СО РАН, Томск

andrew@academ.tsc.ru

Незначительное количество работ посвященных исследованиям поведения анизотропных материалов при ударных нагрузках свидетельствует о том, что данный вопрос мало изучен. В то же время анизотропные материалы находят все большее применение, особенно в связи с развитием современных технологий позволяющих получать материалы с заданными свойствами. Для того чтобы обеспечить оптимальное использование свойств материала в различных конструкциях необходимо учитывать условия (нагрузки) при которых он будет функцио-

пировать и, исходя из этого, задавать свойства материала и их ориентацию.

В работе в рамках феноменологического подхода численно исследована зависимость разрушения ортотропных материалов от ориентации упругих и прочностных свойств при ударе. Рассмотрен диапазон скоростей взаимодействия 700–1500 м/с.

Установлено, что изменение ориентации свойств приводит к качественным изменениям механизмов макроразрушения анизотропного материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 06–01–00081 и программы Президиума РАН, проект № 9.5.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ И КУМУЛЯЦИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ НЕОДНОМЕРНОМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ШАРОВ

*Хомская И.В.*¹, Хейфец А.Э.¹, Зельдович В.И.¹,
Литвинов Б.В.²*

¹ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, ²РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск

**khomskaia@imp.uran.ru*

Сплошные шары диаметром 60 мм из сталей, латуни и дюралюминия подвергали воздействию взрыва сферического заряда ВВ толщиной 10 мм, инициируемого в нескольких (1, 2, 4 и 12) точках, равномерно расположенных на поверхности заряда. При этом движение являлось двумерным (1 и 2 точки) или трехмерным (4 и 12 точек). Обнаружена корреляция разрушения, макро- и микроструктурных изменений с особенностями геометрии воздействия. В стальных шарах, нагруженных из 2 и 4-х точек, образуются трещины в местах столкновения ударных волн. При этом, существенного радиального повышения давления не происходит. Установлено, что в шаре из дюралюминия, нагруженном из 4-х точек, форма центральной полости наследует геометрию опыта (квазитетраэдр), что указывает на сохранение трехмерного движения на протяжении всего воздействия. Наличие вокруг центральной полости зоны, претерпевшей плавление и последующую кристаллизацию, свидетельствует о существенном повышении давления и остаточной температуры, а следовательно, о кумуляции энергии. Таким образом, возможность протекания процесса кумуляции при одинаковых схемах нагружения зависит от материала образцов. В ла-

тунном шаре, нагруженном из 12 точек, обнаружено, что зарождение трещин происходит на расстоянии приблизительно $1/2$ радиуса шара, где величина растягивающих напряжений при разгрузке, по оценке, близка к откольной прочности латуни и в пять раз превышает ее статический предел прочности. Распространяясь к центру шара, радиальные трещины соединяются с внутренней несферической полостью, частично наследующей додекаэдрическую симметрию опыта. Отсутствие следов плавления и кристаллизации в слоях металла вблизи полости указывает на то, что полость образуется в твердофазном состоянии.

Работа выполнена по программе Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях», подпрограмма 1 «Теплофизика экстремального состояния вещества».

ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ

Болтачев Г.Ш. , Волков Н.Б., Иванов В.В.,
Кайгородов А.С.*

ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург

**grey@ier.uran.ru*

Экспериментально и теоретически исследуется процесс ударно-волнового уплотнения гранулированной среды. Ускорение ударника в экспериментах осуществляется посредством силового действия импульсного магнитного поля. В качестве гранулированной среды выступает нанопорошок оксида алюминия. Математическая модель процесса описывает диссипацию энергии, обусловленную производимой работой по уплотнению порошка, с учетом потерь на неидеальность отражения ударной волны от поверхности разрыва на границе уплотняемого тела. Сопоставление теоретического расчета и полученных экспериментальных данных по конечной плотности компактов демонстрирует их удовлетворительное согласие. В приближении ударного фронта малой амплитуды проблема расчета временной динамики состояния уплотняемой среды сводится к системе обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений. В пределе малых энергий ударника система линеаризуется, что позволяет записать ее строгое решение. Анализируется влияние на процесс уплотнения таких параметров задачи, как стартовое зарядное напряжение емкостного накопителя, массы порошка и ударника, волновые сопротивления контактирующих материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 05–08–33387.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА С ДИСЛОКАЦИЯМИ

Жиляев П.А.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

PeterZhilyaev@gmail.com

Дислокации играют важную роль в процессе деформирования кристаллов, определяют их пластическое поведение. В ходе высокоскоростного нагружения, имеющего место в ударных волнах, плотность дислокаций возрастает. Это может привести к заметному влиянию дислокационной подсистемы на образование и рост полостей при разрушении материала.

В данной работе методом молекулярной динамики рассматривается влияния дислокации на прочность металла на примере алюминия при различных температурах. В работе используется потенциал погружённого атома [1]. Схема расчета разделена на два этапа: 1) создание системы с единичной дислокацией в расчетной ячейке и вывод её на равновесие при заданной температуре; 2) растяжения системы. Изучены механизмы разрушения при одноосном и всестороннем растяжении расчетной ячейки содержащей кристалл с дислокацией. Измерены значения предельного напряжения до момента разрыва. Проведены сравнения полученных значений с данными для монокристалла без дефектов. Рассмотрено растяжение при различных скоростях деформирования. Исследуется влияние размеров расчетной ячейки и периодических граничных условий.

1. X.-Y. Liu, F. Ercolessi, J.B. Adams Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. 12, 665 (2004).

МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ

*Куксин А.Ю., Янилкин А.В.**

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**yanilkin@ihed.ras.ru*

В работе проведено исследование движения дислокаций в монокристалле алюминия под действием сдвиговых напряжений. Исследование проведено с помощью метод молекулярной динамики. В качестве потенциала взаимодействия используется EAM potential [1]. Измерены зависимости скорости дислокации от сдвигового напряжения для нескольких температур, вплоть до температуры плавления. выделяются два режима (особенно при низких температурах): линейный в области низких значений напряжения и режим асимптотического приближения скорости дислокации к поперечной скорости звука. Во всем исследованном диапазоне увеличение температуры приводит к уменьшению скорости дислокации, таким образом, движение дислокаций не требует термоактивации. Наоборот, имеет место динамический режим с фоновым трением дислокаций. Движение лимитируется перекачкой энергии от дислокации к элементарным возбуждениям в кристалле. Линейный участок зависимости принято характеризовать коэффициентом динамического торможения дислокации B . На основании полученных здесь методом молекулярной динамики данных была определена температурная зависимость коэффициента торможения $B(T)$ и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными [2].

1. Liu X.-Y., Ercolessi F., Adams J.B. Aluminium // Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. 2004. No.4. P. 665–670.
2. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. //УФН. 1975. Т. 115. Вып. 1. С.6–35.

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ПЛАСТИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ С ВКЛЮЧЕНИЯМИ АТОМОВ ПРИМЕСИ

Куксин А.Ю., Янилкин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**kuksin@ihed.ras.ru*

Важную роль в пластическом деформировании материалов играет движение дислокаций. Включения атомов примеси и поры создают

препятствия для их движения. Торможение дислокаций за счет таких препятствий может приводить к увеличению предела текучести материала, его упрочнению. В данной работе методами молекулярной динамики и статики (минимизация энергии системы) исследуется процесс прохождения дислокаций под действием сдвигового напряжения через препятствия нанометрового размера: а) включения атомов примеси (нанопреципитаты) и б) поры. Исследования проводятся на примере монокристаллического алюминия, межатомное взаимодействие описывается в рамках модели погруженного атома.

Преодоление такого препятствия при высокоскоростном деформировании происходит в динамическом режиме, когда скорость дислокации велика и ограничена фонным трением. Рассчитаны величины энергии, необходимые для преодоления барьеров, максимально достижимые напряжения в процессе деформирования, рассмотрена температурная зависимость механизмов прохождения дислокации через препятствия. С увеличением температуры наблюдается возрастание энергоемкости процесса прохождения дислокации через пору или преципитат, время релаксации напряжения также существенно увеличивается. Это связано с тем, что в области высоких температур при отходе дислокации от препятствия происходит разрыв дислокационной линии. В результате сдвиг в части решетки, находящейся за препятствием, не происходит. Далее начинается испускание дислокационной петли в другой плоскости скольжения, которая позже объединяется с первоначальной дислокацией, замыкая ее в прежней плоскости. При этом наблюдается активное образование дефектов кристаллической решетки.

ВЛИЯНИЕ НАНОПРЕЦИПИТАТОВ НА ПЛАСТИЧНОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Норман Г.Э., Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**norman@ihed.ras.ru*

Представлены результаты молекулярно-динамического моделирования влияния нанопреципитатов (нановключений) на процессы пластической деформации, разрушения и прочность кристаллических металлов в условиях высокоскоростной деформации. На примере пары Cu–Al рассмотрены монокристаллы с нановключениями, состоящими

из атомов другого металла при двух моделях деформирования: модель ударник-мишень и однородное всестороннее растяжение. Проанализированы процессы динамики дислокаций при пластической деформации. Проведено сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными по откольной прочности монокристаллов с нанопреципитатами.

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
И МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРЫВА
В ПРОСТЫХ ЖИДКОСТЯХ**

Писарев В.В. , Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pisarevvv@gmail.com*

Метод молекулярной динамики (МД) часто используется для моделирования процессов разрушения вещества. При таком моделировании представляет интерес изучение механизма и кинетики разрушения на микроуровне.

В данной работе была разработана модель разрушения Леннард-Джонсовской жидкости. Эта модель относится к моделям типа «нуклеация и рост пор». Процесс разрушения описывается на основе кинетических характеристик процессов зарождения и роста полостей в растянутой жидкости. Необходимые кинетические характеристики были получены путем молекулярно-динамического моделирования процессов гомогенной нуклеации и роста пор.

С помощью разработанной модели была определена откольная прочность жидкости при различных температурах и режимах деформирования.

СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ И УДАРНО-ВОЛНОВЫХ НАГРУЗКАХ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Баяндин Ю.В. , Наймарк О.Б., Уваров С.В.*

ИМСС УрО РАН, Пермь

**buv@icmm.ru*

Представлена постановка трехмерной многомасштабной модели твердого тела с мезодефектами и предложена программа экспериментальной верификации модели. Разработанная математическая модель позволяет описывать релаксационные процессы и переходы к разрушению в рамках новой теоретической концепции – структурно-скейлинговых переходов как специального типа самоорганизованной критичности в ансамблях мезодефектов в широком диапазоне интенсивности нагружения. Ожидаемые результаты позволят предсказать различные стадии критических режимов в твердых телах (металлы, горные породы, стекла) при динамическом и ударно-волновом нагружении с целью объяснения универсальности и автомодельности пластических волновых фронтов и локализации разрушения при интенсивных воздействиях, включая сейсмические явления. Данные результаты использованы для создания феноменологии и определяющих соотношений с целью выяснения рамок применимости используемой феноменологии и формулирования феноменологического подхода, который отражает нелинейные аспекты эволюции мезодефектов и связь релаксационных процессов со структурными переходами в твердом теле.

Настоящие исследования являются продолжением цикла работ [1–3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №07–01–91100-АФГИР_а, №07–01–96004-р_урал_а, №07–08–96001-р_урал_а).

1. Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Asay J.R. Численное моделирование и анализ автомодельной структуры ударных волн // Физика экстремальных состояний вещества, ИПХФ РАН, Черноголовка, 2006. С. 92–94
2. Уваров С.В., Плехов О.А., Николаева Е.А., Оборин В.А., Баранников В.А. Исследование откольного разрушения Армко-железа // Физика экстремальных состояний вещества, ИПХФ РАН, Черноголовка, 2006. С. 96–99
3. Баяндин Ю.В., Уваров С.В., Наймарк О.Б., Структурная релакса-

К ВОПРОСУ О РАСПАДЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО РАЗРЫВА В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕИДЕАЛЬНЫХ СРЕДАХ

*Конюхов А.В.*¹, Лихачев А.П.¹, Фортвов В.Е.¹,
Опарин А.М.², Анисимов С.И.³*

¹*IHED RAS, Moscow, Russia, ²ИАП РАН, Москва, Россия,*

³*ИТФ РАН, Москва, Россия*

**konjukhov_av@mail.ru*

Известно, что участки ударной адиабаты (УА), на которых, согласно полученным в линейном приближении критериям $L < -1$, $L > 1 + 2M$ (L — введенный в [1] параметр устойчивости ударной волны), УВ является неустойчивой, перекрываются участками с неоднозначным представлением ударноволнового разрыва. В этой связи (см., например, [2]) было высказано предположение, что на практике неустойчивость УВ не реализуется в силу ее распада с необратимым переходом в некоторую совокупность не догоняющих друг друга устойчивых волновых элементов. В работе [3] был проведен численный анализ поведения УВ в области ее неоднозначного представления, включающей участок УА с $L < -1$. В расчетах был получен распад УВ с образованием комбинированной волны сжатия, наблюдаемый в ударно-волновых экспериментах в области фазовых переходов первого рода или пластичности (см. обзор в [2]). Вопрос о поведении УВ в случае $L > 1 + 2M$ является более сложным. Ударную адиабату с участком, удовлетворяющим условию $L > 1 + 2M$, позволяет построить модельное уравнение состояния [4]. В данной работе для анализа поведения УВ используется модификация уравнения состояния [4] в виде $e(p, V) = (1 - \exp(-p^2) + \varepsilon p^2 V)(4 - \exp(-(V - 4)^2))$, где введен малый положительный параметр ε , контролирующий S-образную форму ударной адиабаты в переменных $p - u$ и определяющий протяженность участка $L > 1 + 2M$ на ударной адиабате.

Параметрические расчеты на основе модели с положительно определенной, невырожденной матрицей вязких коэффициентов показали, что в области неоднозначного представления, включающей участок ударной адиабаты $L > 1 + 2M$, УВ распадается с образованием двух противоположно направленных ударных волн. Отмечается,

что необходимым термодинамическим условием выполнения критерия $L > 1 + 2M$ является неравенство $e_v|_p < p_0$, где p_0 —давление перед фронтом ударной волны, а частная производная относится к состоянию после УВ. Для выяснения физической реализуемости этого условия необходимо продолжение исследования.

1. Дъяков С.П. // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 288.
2. Кузнецов Н.М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С.470.
3. Конохов А.В., Лихачев А.П., Опарин А.М., Анисимов С.И., Фортов В.Е. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 927.
4. Ни А.Л., Сугак С.Г., Фортов В.Е.// ТВТ. 1986. Т. 24. С.564.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗАХ И МЕТАЛЛАХ

*Жарков А.П., Шутов А.В.**

ИПХФ РАН, Черноголовка

**shutov@icp.ac.ru*

Численным моделированием, через сравнение расчетных и экспериментальных данных, проведены проверки предложенных в [1] четырехволновых схем взаимодействия ударных волн (УВ) для волновых конфигураций нерегулярного отражения, рассматриваемых как результат взаимодействия двух приходящих к линии пересечения УВ. Изучены механизмы развития нерегулярного отражения, классифицируемые как догонный, оконный и струйный. Исследованы особенности одиночных, переходных и двойных маховских конфигураций. Показано, что изменением условий вблизи отражающей поверхности можно получать двойные нерегулярные отражения по струйному механизму в областях регулярных и одиночных маховских отражений. Подтверждены необходимые и достаточные условия [1] для перехода от регулярного к маховскому отражению.

Показаны условия возникновения локальных экстремумов давления и плотности за «тройной» точкой, изучены зависимости параметров особых областей от интенсивности падающей волны и угла падения. Исследованы способы управления параметрами маховских отражений. На основе выполненного теоретического и численного исследования механизмов развития маховских отражений УВ предложена конструкция взрывного генератора экстремальных состояний вещества, который при его реализации может стать лидером по достига-

емым условиям ударного нагружения металлов.

Настоящая работа является развитием исследований [2] и выполнена при поддержке программ президиума РАН «Математическое моделирование и интеллектуальные системы» и «Теплофизика экстремальных состояний вещества».

1. Жарков А.П. Отражения ударных волн в газовых и конденсированных средах. Механизмы образования маховских ударно-волновых конфигураций // настоящий сборник, 2008
2. Жарков А.П., Крюков Б.П., Шутов А.В. // Физика экстремальных состояний вещества-2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др., Черноголовка, ИПХФ РАН, 2004.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПРОБЛЕМЕ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

Хорев И.Е.

ТУСУР, Томск

khorev@main.tusur.ru

Анализируются проблемы физико-математического моделирования с точки зрения предельных состояний при изучении экстремальных ударных явлений, выполнение которых в первом приближении возможно пока на современном уровне или экспериментально или численно. Наилучшие результаты получаются при оптимальном сочетании физического и численного эксперимента. Наиболее сложной областью изучения высокоскоростного удара является диапазон скоростей встречи 2–5 км/с, где влияние прочности материалов, формы ударников, температуры являются определяющими. Важным моментом изучения высокоскоростного удара является количественное описание параметров откольных явлений в преградах и особенно в конструкциях, где откольные явления образуют шрапнельный эффект. Компьютерное моделирование процесса взаимодействия ударников различной формы с преградами и конструкциями проводится численным методом конечных элементов, который достаточно эффективно и результативно проявил себя в решении широкого спектра задач в проблеме высокоскоростных ударных явлений. В общем случае физико-математическая модель соударяющихся разномасштабных твердых тел описывается сжимаемой прочной средой, поведение которой при экстремальных ударных нагрузках описывается уравнением состояния, упругопластической моделью, динамическим пределом

текучности, модулем сдвига и константами кинетической модели разрушения, описывающей зарождение, развитие и адресную эволюцию микроповреждений, которые непрерывно изменяют свойства контактирующих материалов, вызывают релаксацию напряжений и приводят в итоге к завершеному отколу.

Обсуждаются вопросы завершенных откольных разрушений как отдельных преград, так и конструкций, устойчивости длинных ударников (удлинением от 10 до 40 калибров), полученные экспериментально, группового удара и рикошета.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 06-01-9620 р оф).

1. Ерохин Г.А., Канель Г.И., Толкачев В.Ф., Фортвов В.Е., Хорев И.Е. Численный анализ противоударной стойкости преград и простейших конструкций. Доклады РАН. 2005 г., т. 400, № 5, С. 1–6.

ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ПРЕГРАДЫ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Зеленугин С.А. , Шпаков С.С.*

ОСМ ТНЦ СО РАН, Томск

**szel@dsm.tsc.ru*

Процессы высокоскоростного взаимодействия ударника с многослойной металл-интерметаллидной слоистой композиционной преградой конечной толщины исследуются численно методом конечных элементов в рамках упруго-пластической модели среды. Численное моделирование накопления повреждений в материале осуществляется на основе кинетической модели откольного разрушения. Применяются критерии полного разрушения материала для моделирования заключительных стадий процесса.

В осесимметричной постановке исследуется задача взаимодействия цилиндрического ударника радиусом 3.075 мм, длиной 23.0 мм из вольфрамового сплава 93W-7FeCo с многослойной преградой суммарной толщиной 19.89 мм. Начальная скорость удара 900 м/с. Преграда состояла из семнадцати чередующихся композитных слоев интерметаллид Al_3Ti — титановый сплав ВТ6. Между ударником и преградой были реализованы условия скольжения без трения, между слоями преграды — условия слипания.

Результаты расчетов показывают, что ударник деформируется и разрушается в основном в областях непосредственного контактирова-

ния с преградой. Преграда по ходу внедрения ударника значительно деформируется и разрушается, в том числе образуется тыльная выпуклость, но сквозного пробития не наблюдается. Разрушение слоев композиционной преграды идет по различным преобладающим механизмам — хрупкому (слой интерметаллида) и вязкому (слой металла).

Проведены сравнения эффективности преград разных типов к высокоскоростному удару. Исследованы монолитные преграды из титанового сплава, алюминида титана, высокопрочной керамики, а также композиционные металл-интерметаллидные с различным соотношением толщин слоев. Среди композиционных преград наиболее эффективной из исследованных является композиция интерметаллид толщиной 0.94 мм – титановый сплав 0.23 мм.

ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ И РАЗРУШЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИНАХ ПРИ УДАРЕ

Радченко П. А.

ИФПМ СО РАН, Томск

pavel@academ.tsc.ru

Численно исследуется процесс эволюции волновой картины и разрушения в ортотропных однослойных и многослойных пластинах из органопластика. Волны генерируются в преградах посредством ударного нагружения их алюминиевой пластиной со скоростями 100–400 м/с. Исследуемый ортотропный органопластик обладает высокой степенью анизотропии упругих и прочностных свойств. Его поведение при динамических нагрузках описывается в рамках упруго-хрупкой модели. При описании разрушения учитываются различия в пределах прочности на сжатие и растяжение в анизотропном материале. В многослойных пластинах варьируется ориентация физико-механических свойств в слоях. Исследовано влияние ориентации свойств и количества слоев на динамику разрушения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 06–01–00081 и программы Президиума РАН, проект № 9.5.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА LCROSS

Султанов В.Г., Ким В.В., Ломоносов И.В.,
Матвеевичев А.В.*

ИПХФ РАН, Черногоровка

**sultan@frcp.ac.ru*

В октябре 2008 года NASA планирует эксперимент LCROSS (Lunar CRater Observation and Sensing Satellite) по поиску воды на Луне. В рамках данного проекта планируется высокоскоростное столкновение с Луной тяжелого ударника весом порядка 2 тонн. Облако выброса достигнет, по оценкам NASA, 40 км высотой. Модуль наблюдения произведет съемку места падения и пролетит через облако разлета для сбора информации о составе выброшенного вещества.

Согласно данным исследований [1], поверхность Луны представляет собой структуру физико-химического сложного состава. Вещество поверхности, т.н. реголит, имеет среднюю плотность 1.2 г/см^3 , пористость до 50% и состоит из частиц спекшейся и разрушенной породы. Отдельные фрагменты грунта, камни, имеют плотность от 1.3 до 1.8 г/см^3 и близкий химический состав, который в среднем можно оценить как SiO_2 — 40–45%, FeO — 20%, Al_2O_3 — 12%, CaO — 10% (массовые проценты).

Выполнено численное моделирование удара стального объекта с массой 2000 кг о поверхность Луны. Реальный объект, вторая ступень ракеты с геометрическими размерами 11 м в длину и 3 м в диаметре, заменялся цилиндром и тором. Получены оценки для размера кратера и объема выброса.

1. T.J.Ahrens, M.Cole, Shock compression and adiabatic release of lunar fines from Apollo 17, Proc. 5th Lunar Science Conf., Suppl. 5. Geochim. et Cosmochim. Acta, 3. P. 2333–2345, 1974.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОЦЕДУРЫ АДАПТИВНОГО ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ СЕТОК

Захаренков А.С. , Поварницын М.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**strider@ihed.ras.ru*

Работа посвящена изучению динамики высокоскоростного пробивания экранов из различных материалов (свинец, алюминий, титан, цинк).

Как правило, взаимодействие ударника с мишенью является многостадийным процессом, в котором вещество может плавиться, испаряться, фрагментироваться и т.д., поэтому моделирование требует корректного описания фазовых переходов и динамики разрушения. Для этой цели каждое из рассматриваемых веществ описывается многофазным широкодиапазонным уравнением состояния, а фрагментация при отрицательных давлениях моделируется с помощью критерия, который согласован с уравнением состояния по давлению на спинодали. Также в процессе высокоскоростного удара возникают большие градиенты скорости, давления, плотности, вследствие чего моделирование на равномерной сетке часто оказывается неэффективным.

В данной работе проведено моделирование процесса высокоскоростного удара с помощью многокомпонентного метода Годунова второго порядка точности на эйлеровой сетке, интегрированного с пакетом Chombo, обеспечивающим построение и поддержание иерархии вложенных адаптивных сеток и автоматическое распределение вычислений при запуске на многопроцессорных кластерах. Также было проведено аналогичное моделирование без AMR с тем же пространственным и временным разрешением. Сопоставление результатов показывает значительный выигрыш во времени счёта и экономии вычислительных ресурсов при использовании адаптивных сеток.

О ВОЗМОЖНОСТИ МГД-МОДЕЛИРОВАНИЯ НА АДАПТИВНО ИЗМЕЛЬЧАЕМЫХ СЕТКАХ

Можарова Т.С. , Левашов П.Р., Захаренков А.С.,
Поварницын М.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**kkitan_ks@mail.ru*

В работе обсуждается подход к решению уравнений магнитной гидродинамики с использованием адаптивно измельчаемых сеток. В рассматриваемой системе уравнений используется однотемпературное приближение с учетом теплопроводности и диффузии магнитного поля. Моделирование проводится на эйлеровой сетке методом расщепления по физическим процессам. Сначала решаются уравнения адвекции методом Годунова второго порядка аппроксимации по времени и по пространству, затем производится учет пондеромоторных сил, диффузии магнитного поля и теплопроводности. Для определения границ между различными веществами внутри ячейки используется метод концентраций [1]. Технология адаптивно измельчаемых сеток (AMR) [2] позволяет уточнять решение только в тех ячейках исходной регулярной сетки, где это действительно необходимо; это позволяет значительно ускорить вычисления и уменьшить требуемый объем оперативной памяти. Расщепление по физическим процессам необходимо, так как это сводит задачу к последовательности решений уравнений гиперболического или параболического типов, что упрощает применение технологии AMR. В работе приводятся тестовые расчеты с использованием реальных моделей уравнений состояния и проводимости вещества в одномерном случае, а также идеи обобщения на двумерный и трехмерный случаи.

1. J.E. Pilliod, E.G. Puckett // J. Comput. Phys. 2004. V. 199. P. 465.
2. M. Berger and J. Olinger // J. Comput. Phys. 1984. V. 53. P. 484.

**ОДНОМЕРНОЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТИПИЧНЫХ ПОСТАНОВОК
УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ЧЕРЕЗ ИНТЕРНЕТ**

Шмачков А.В., Левашов П.Р., Поварницын М.Е.,
Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**pasha@ihed.ras.ru*

Для проведения одномерного газодинамического моделирования типичных постановок ударно-волновых экспериментов через Интернет на основе базы данных ударно-волновых экспериментов создан Web-интерфейс, позволяющий задавать начальные условия, управлять процессом моделирования и обрабатывать результаты. В эксперименте может участвовать до трех объектов, для каждого из которых можно задать вещество, начальное положение, начальную скорость, уравнение состояния и давление разрушения. Моделирование проводится методом Годунова второго порядка аппроксимации по времени и по пространству на эйлеровой сетке. Для запуска моделирования пользователь также должен задать конечный момент времени, «грубость» сетки и количество моментов времени, в которые будет производиться вывод необходимых величин, включая начальный и конечный. После завершения моделирования пользователю предоставляется возможность проанализировать профили различных величин в различные моменты времени как в виде графиков, так и в текстовом формате. При желании можно изменить параметры моделирования и повторить расчет. Основным преимуществом созданного интерфейса является возможность использования в расчетах всех уравнений состояния, доступных в базе данных. Результаты данной работы будут полезны специалистам, занимающимся изучением свойств веществ при высоких плотностях энергии. Адреса в Интернете: <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>, <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/>.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 07-07-00406-а.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ МАГНИТНОЙ ОПТИКИ РАДИОГРАФИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

*Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В., Кац М.М.,
Колеров С.Б., Смирнов Г.Н., Туртиков В.И.*,
Фертман А.Д., Шарков Б.Ю.*

ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва

**Vladimir.Turtikov@it ep.ru*

Проведено моделирование экспериментов по протонной радиографии с использованием программной среды GEANT [1], с целью сравнительного анализа и оценки пространственного разрешения схем магнитной оптики, предложенных для использования в эксперименте по регистрации структуры детонационной волны в прессованном тринитротолуоле.

Наибольшее влияние на пространственное разрешение установки оказывают аберрации магнитной оптики. Хроматическая аберрация, связанная с поперечными размерами пучка, может быть подавлена за счет конфигурации системы магнитного канала. В случае системы четырёх идентичных магнитных квадруполей описанных в работе [2], эффект пространственной хроматической аберрации подавляется использованием системы согласования, состоящей из трёх магнитных квадруполей, обеспечивающих необходимую угловую корреляцию падающего на исследуемый объект протонного пучка. Также было отмечено в [2], что пространственная хроматическая аберрация подавляется использованием двойного симметричного триплета или квартета, если падающий на исследуемый объект пучок протонов параллелен. Кроме того, существуют аберрации связанные с эмиттансом пучка и протяжённостью мишени.

Рассмотрены варианты магнитооптических систем из шести («6Q») и семи («7Q») квадрупольных магнитных линз. Показано, что пространственное разрешение магнитной оптики установки определённое по методу радиографической миры не хуже 40 пл/мм, разрешение определённое по резкой границе плотности объекта с перепадом толщин до 2.5 г/см² составляет ~10 мкм при контрастности ~0.25.

Проведено моделирование отклика радиографической системы с использованием модели детонационной волны, имитирующей состояние взрывчатого вещества через ~1 мкс после подрыва.

Работа поддерживается грантом РФФИ 07-02-01396-а и контрактом РОСАТОМ Н.4д.47.19.07.602 .

1. S. Agostinelli et al., Geant4 — A Simulation Toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 506 (2003) 250–303.
2. C. T. Mottershead and J. D. Zumbro, Magnetic Optics for Proton Radiography // Proc. 1997 Particle Accelerator Conf, Vancouver 1397 (1997).

ИОНИЗАЦИЯ И РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ ВО ФРОНТЕ СЛАБОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ИНЕРТНОМ ГАЗЕ, СОДЕРЖАЩЕМ МАЛУЮ ПРИМЕСЬ ТЯЖЁЛЫХ МОЛЕКУЛ $\text{Mo}(\text{CO})_6$

Зиборов В.С., Ефремов В.П., Фортон В.Е., Шумова В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**vziborov@rambler.ru*

Исследована ионизация и разделение зарядов во фронте ударной волны (УВ) [1], распространяющейся в гелии и аргоне, разбавленном $\sim 10^{-2}\%$ тяжёлых молекул гексакарбонила молибдена. Столь малая концентрация «тяжёлых» молекул позволяет пренебречь их влиянием на гидродинамику УВ. Таким образом, градиент плотности во фронте УВ определяется «лёгкой» компонентой. Кроме того, соотношение молекулярного веса лёгкого и тяжёлого газа $4/264$ в гелии позволило «растянуть» зону поступательной релаксации молекул $\text{Mo}(\text{CO})_6$ вплоть до ~ 0.1 мм относительно градиента плотности лёгкого газа. При этом длина свободного пробега в соударениях «тяжёлый»-«тяжёлый» составила более 1.3 мм в He и 0.4 мм в Ar, что позволяет пренебречь влиянием таких столкновений за время от 1 до 4 нс в зависимости от режима УВ. Параметры за фронтом УВ: $T_2 = (830 \div 1250)$ К, $P_2 = (0.1 \div 1.1)$ атм., при числах Маха в интервале $M = (2.4 \div 3.3)$. Применён метод многоканальной эмиссионной спектроскопии и электростатический многоигольчатый зонд, установленный в ядре потока. Пространственное разрешение в эмиссионных измерениях составило 0.4 мм, в зондовых измерениях — 0.2 мм. Измерения излучательной способности и проводящих свойств фронтальных слоёв газа выполнены в падающих ударных волнах на установке «ИРИС», высоковакуумной ударной трубе. Установлено, что зона неравновесного излучения вблизи градиента плотности лёгкого газа и зона проводимости связаны. Пространственные профили зон зависят от режима эксперимента. Обнаружено, что сигнал проводимости на зонде и сигнал излучения появляются существенно раньше прихода градиента плотности лёгкого газа в сечение измерения. Измерена

длина предвестника по излучению и проводимости. В исследованном диапазоне она составила от одного до нескольких сантиметров. Получена зависимость длины предвестника от тока проводимости на зонде. Оценена концентрация заряженных частиц в зоне проводимости.

1. Зиборов В.С., Ефремов В.П., Фортов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 3. С. 211–216.

КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ ПРИ РОСТЕ ЖЕЛЕЗНЫХ КЛАСТЕРОВ

Дракон А.В., Еремин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**drakon.a.v@gmail.com*

В ходе анализа результатов недавних экспериментов [1] было показано, что возникновение интенсивных пиков излучения и ионизации за фронтом ударных волн, распространяющихся в инертных газах, содержащих малую примесь карбониллов металлов, обусловлено неравновесным перегревом растущих кластеров при быстрой конденсации пересыщенного пара металла, образующегося в процессе пиролиза карбониллов.

Задачей данной работы было построение кинетической модели, описывающей возбуждение электронных состояний растущих кластеров. С этой целью были проведены дополнительные эмиссионные и ионизационные измерения в гелии и аргоне, содержащих примесь $\text{Fe}(\text{CO})_5$. Эксперименты проводились в ударной трубе стандартной конструкции, оснащенной калиброванными пристеночными зондами. Регистрировались временные развертки спектров излучения в диапазоне 350–800 нм и сигнал экстинкции на длине волны 632 нм. Были получены зависимости интенсивности излучения и степени ионизации от температуры, концентрации $\text{Fe}(\text{CO})_5$ и рода газа-разбавителя. Эксперименты показали, что интенсивность излучения монотонно возрастает с увеличением температуры в диапазоне 800–1700 К, в то время как концентрация электронов резко падает при превышении температуры 1200 К, при которой, согласно данным [2], происходит уменьшение размеров формирующихся частиц. Также было показано, что процессы излучения и ионизации обладают существенно различными характерными временами и эффективными энергиями активации (1.1 и 0.3 эВ соответственно). На основании этого предположено, что наблюдаемое излучение связано с возбуждением малых кластеров железа (Fe_n , $n < 10$), в то время как ионизация возникает в процессе роста

достаточно крупных железных наночастиц. Разработана кинетическая модель и проведено численное моделирование пиролиза $\text{Fe}(\text{CO})_5$ и образования возбужденных кластеров. Модель успешно описывает экспериментальные зависимости, в том числе возрастание интенсивности неравновесных эффектов в легких газах за счет меньшей эффективности тушения возбужденных состояний.

1. J. Deppe, A. Drakon, A. Emelianov, A. Eremin, H. Jander, H.G. Wagner // *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 2007, N.12
2. Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Штарке Р., Ротт П. // *Кинетика и катализ*, 2005, Т. 46, № 3, С. 333–343.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ПИРОЛИЗЕ УГЛЕРОДОСОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

*Макеич А.А.*¹, Еремин А.В.¹, Шульц К.²*

¹INED RAS, Moscow, Russia, ²ДУ, Дуйсбург, Германия

**alex_makeich@yahoo.com*

В работе проведено экспериментальное исследование тепловых эффектов, сопровождающих формирование углеродных наночастиц при пиролизе различных углеродосодержащих соединений за ударными волнами. В проведенных экспериментах был зарегистрирован и исследован как спад температуры в ходе пиролиза исходных соединений, так и дальнейший рост температуры вследствие образования углеродных наночастиц.

Эксперименты в смесях, содержащих небольшое количество (0.2–3%) C_3O_2 , CCl_4 , C_2Cl_4 и C_6H_6 в аргоне были проведены в ударной трубе за отраженными ударными волнами при расчетных температурах 1500–3000 К. Измерение температуры исследуемой газовой смеси проводилось двухканальным методом эмиссионно-абсорбционной спектроскопии на длине волны $\lambda = 2.7 \mu\text{m}$, соответствующей колебательной полосе (1,0,1) молекул CO_2 , добавляемых в смесь в качестве индикатора температуры. В ходе проведенных экспериментов в смесях содержащих CCl_4 , C_2Cl_4 и C_6H_6 было обнаружено что расчетная (замороженная) температура за фронтом ударной волны на протяжении всего эксперимента значительно превышала экспериментально измеренную температуру. Таким образом, в данных смесях спад температуры в результате пиролиза исходных соединений значительно пре-

вышал тепловыделение в ходе образования углеродных наночастиц. В экспериментах с C_3O_2 наблюдалась обратная ситуация, тепловыделение в процессе образования наночастиц превышало поглощение тепла в процессе пиролиза C_3O_2 , в результате чего измеренная температура смеси заметно превышала расчетную.

На основе полученных результатов был сделан важный вывод, что максимум выхода частиц во всех смесях наблюдается при очень близких значениях реальных температур T_{max} при различных начальных концентрациях углеродосодержащих молекул в смеси. Небольшое отличие величин T_{max} для различных смесей можно связать с различием механизмов пиролиза исходных соединений. Однако, в целом, эти значения находятся в узком температурном диапазоне 1600–1850 К и близки к значениям T_{max} , наблюдаемым в пламенах. Полученные результаты свидетельствуют об общности механизма образования углеродных частиц во всех процессах пиролиза и горения.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ТЕТРАНИТРОМЕТАНЕ, НИТРОМЕТАНЕ И ИХ СМЕСЯХ С МЕТАНОЛОМ

*Уткин А.В.**, *Мочалова В.М.*, *Гаранин В.А.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**utkin@icp.ac.ru*

С использованием лазерного интерферометра VISAR проведены эксперименты по исследованию структуры детонационной волны в тетранитрометане (ТНМ), нитрометане (НМ) и их смесях с метанолом (М). Показано, что профили массовой скорости в ТНМ и НМ имеют отчетливо выраженный хемпик, плавно переходящий в волну разгрузки. В ТНМ время реакции составляет примерно 300 нс. Давление в хемпике, равно 26.4 ГПа, что в 1.8 раза превышает давление Чепмена-Жуге (14.6 ГПа). Из анализа полученных данных следует, что максимальная скорость реакции в тетранитрометане реализуется непосредственно за ударным скачком, где наблюдается максимальный градиент массовой скорости, и примерно за 15 нс амплитуда хемпика уменьшается вдвое. В НМ наиболее резкое падение скорости также происходит непосредственно за ударным скачком в первые 25 нс. Однозначно выделить точку Чепмена-Жуге в нитрометане не представляется возможным, очевидно, лишь, что она лежит в интервале 25–75 нс, в связи с чем точность определения параметров не высока: массовая скорость равна 1.8 км/с, давление — 13.0 ГПа. Таким обра-

зом, хотя ТНМ и НМ имеют низкие параметры в точке Чепмена-Жуге и большую длительность зоны реакции, высокая начальная скорость разложения обеспечивает существование в них стационарного детонационного фронта. Принципиально иная ситуация наблюдается в смесях с метанолом. Так, например, для состава ТНМ/М 50/50 получены осциллирующие профили массовой скорости, что свидетельствует о неустойчивости детонационного фронта, т.е. интерферометр VISAR является эффективным методом изучения не только стационарных, но и неустойчивых детонационных режимов.

СИНХРОТРОННАЯ ТОМОГРАФИЯ ПЛОТНОСТИ, СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ТРОТИЛА

*Тен К.А.^{*1}, Прууэл Э.Р.¹, Мерзиевский Л.А.¹,
Лукьянчиков Л.А.¹, Толочко Б.П.², Жогин И.Л.²,
Шехтман Л.И.³*

¹ИГиЛ СО РАН, ²ИХТТМ СО РАН, ³ИЯФ СО РАН, Новосибирск
**ten@hydro.nsc.ru*

С использованием скоростной синхротронной томографии [1], определено распределение плотности для стационарной детонации цилиндрического заряда тротила. По этим данным, использованием уравнений потока массы и импульса, восстановлены распределения массовой скорости и давления. Показано, что уравнение состояния продуктов детонации хорошо описывается моделью политропного газа с показателем адиабаты $\gamma = 2.8$. Получено уточненное уравнение состояния с переменным показателем γ . Реализованная методика позволяет определить более тонкую структуру уравнения состояния продуктов детонации и определить локальный показатель адиабаты $\gamma = \rho/P \cdot \frac{dP}{d\rho}$, где P и ρ текущие значения давления и плотности в волне разгрузки.

1. Прууэл Э.Р., Мерзиевский Л.А., Тен К.А., и др. // ФГВ, 2007. № 3. Стр. 121–131

ЧИСЛЕННОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ДВОЙНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

*Зубков П.И.^{*1}, Андреев М.Ю.²*

¹ИГиЛ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск

**zubk@hydro.nsc.ru*

Ранее нами было обнаружено двойное распределение электропроводности в детонационной волне. Оно состоит из двух зон высокой электропроводности, разделенных узкой областью с её исчезающе малой величиной. На осциллограммах эта область выражена короткой полочкой между двумя спадами напряжений, полочка названа «особенностью». Исследования проводились контактной методикой коаксиальной измерительной ячейкой с утопленным центральным электродом. К достоинствам этой ячейки следует отнести простоту использования и возможность измерения электропроводности в нормальном, недожатом и пережатом режиме детонации, а также в ударно сжатом веществе.

Частью исследователей было высказано предположение что «особенность» на осциллограмме определяется не исследуемым явлением, а краевым эффектом. Для подтверждения или опровержения двойного распределения электропроводности был проведен численный эксперимент.

В численном эксперименте была промоделирована применявшаяся в исследованиях коаксиальная измерительная ячейка. В ходе численного эксперимента восстанавливалась экспериментальная осциллограмма. По осциллограмме восстанавливалось распределение электропроводности таким же способом, как и в натуральных экспериментах. Задача состояла в получении распределения электрического потенциала при заданной конфигурации электродов и электропроводности. Для решения задачи с помощью конечно-разностного метода была написана программа на языке C++.

Основным результатом численного эксперимента является установление взаимосвязи особенности на осциллограмме и двойного распределения электропроводности в детонационной волне. В ходе моделирования была предложена новая измерительная ячейка, позволяющая повысить точность восстанавливаемой электропроводности. Важной особенностью предложенной ячейки является возможность измерять электропроводность дважды за один эксперимент: в момент натекания зоны электропроводности на электроды и в момент схода с них. Прове-

денное моделирование новой ячейки показало её более высокую точность восстановления электропроводности. В сходящей с электродов детонационной волне восстанавливаемая электропроводность практически совпадает с заданной.

В настоящее время проводятся эксперименты с использованием новой измерительной ячейки.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ИМПУЛЬСНЫМ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ РАЗРЯДОМ

Ракитин А.Е. , Стариковский А.Ю.*

МФТИ, Долгопрудный

**astar@neq.mipt.ru*

В работе было проведено изучение инициирования детонации высоковольтным импульсным разрядом в двух различных детонационных трубах. Эксперименты проводились при давлениях от 0.15 до 1 атм в различных стехиометрических смесях: $C_3H_8 + 5O_2$, $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ ($0 < x < 10$), $0.5C_6H_{14} + 4.5O_2 + xN_2$ ($0 < x < 3$) и $C_3H_8/C_4H_{10} +$ воздух. Внутренний диаметр первой детонационной трубы составлял 140 мм, межэлектродный промежуток — 80 мм. Разряд инициировался электрическим импульсом длительностью 60 нс с временем нарастания около 15 нс. Амплитуда импульса достигала 70 кВ, при этом энерговыдел был варьировался от 70 мДж до 14 Дж. Внутренний диаметр второй детонационной трубы составлял 53 мм, межэлектродный промежуток — 50 мм. Длительность импульса в этом случае составляла около 3 мкс, время нарастания — более 100 нс, амплитуда импульса — 38 кВ, запасенная в генераторе энергия — 12 Дж. В обоих случаях применялись разрядные секции сходной конструкции. В экспериментах измерялись электрические параметры разряда, время задержки воспламенения, скорости распространения фронта пламени и ударной волны.

ПЕРЕХОД УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДЕТОНАЦИОННУЮ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ФОРКАМЕРНОГО ОБЛАКА

*Аксёнов В.С.¹, Фролов С.М.², Ефремов К.В.*¹*

¹МИФИ, ²ИХФ РАН, Москва

*dm2k@yandex.ru

Известны два классических способа инициирования газовой детонации: прямое инициирование с помощью сильных источников и переход горения в детонацию. В [1, 2] экспериментально доказана возможность инициирования детонации иным способом, а именно путем ускорения слабой первичной УВ бегущим импульсом принудительного зажигания. В этом случае быстрые экзотермические реакции за ударным фронтом возбуждаются не самой УВ, а с помощью внешнего источника зажигания, который «передвигается» вместе с УВ.

В данной работе для принудительного зажигания газа во фронте УВ используется классическая форкамера. Экспериментально показано, что синхронизация прихода УВ в форкамерное облако с моментом вспышки смеси в облаке позволяет ускорить переход УВ в детонацию. Для перехода УВ с числом Маха около 3.2 в детонацию понадобилось расстояние около 1.3–1.5 м (22–25 диаметров трубы), что значительно меньше преддетонационного расстояния в трубе без использования форкамеры. Возможность такого уменьшения преддетонационного расстояния определялась начальной интенсивностью и длительностью фазы сжатия первичной УВ, а также временем прихода УВ в форкамерное облако. Ранний или поздний приход УВ в облако не приводил к заметному изменению динамики УВ в детонационной трубе. Эффект сокращения преддетонационного расстояния наблюдался только при тщательной синхронизации прихода УВ в форкамерное облако с моментом вспышки смеси в облаке. Физический механизм такого «резонансного» взаимодействия УВ с облаком связан, по-видимому, с повышенной чувствительностью взрывчатой смеси в облаке, подготовленной к самовоспламенению.

В наблюдаемых явлениях определенную роль мог играть и классический механизм ускорения пламени при взаимодействии с УВ, приводящий к многократному увеличению поверхности горения. Однако тот факт, что эффект значительного сокращения преддетонационного расстояния наблюдался лишь при некоторой «резонансной» задержке прихода УВ в форкамерное облако, свидетельствует о второстепенной роли этого механизма.

1. Фролов С.М., Басевич В.Я., Аксенов В.С., Полихов С.А. //ДАН.

2004. T. 394. № 2. C. 222.

2. Frolov S.M., Basevich V.Ya., Aksenov V.S., Polikhov S.A. //J. Propulsion and Power. 2003. V. 19. No. 4. P. 573.

PRESSURE EFFECTS OF HYDROGEN-AIR EXPLOSIONS

Molkov V. , Verbecke F., Zbikowski M.*

University of Ulster, Newtownabbey, Northern Ireland, UK

**V.Molkov@ulster.ac.uk*

The consequences analysis and risk assessment of hydrogen and fuel cells technologies and applications is a key issue for the progress of the hydrogen economy. Pressure effects from hydrogen explosions in the open atmosphere and confined geometries with different level of congestion should be understood and predictive tools for hydrogen safety engineering should be developed and validated against experimental data at realistic scales. Detonations are the worst case scenario for hydrogen-air explosions. This study does not address directly the issue of deflagration-to-detonation transition (DDT). Instead, the thrust is on modelling and simulation of deflagrations and detonations separately.

The large eddy simulation (LES) models for deflagrations [1] and detonations [2] are described. Both models are based on the progress variable equation for combustion wave propagation and the gradient method for the source term. To be able to tackle industrial scales the combustion chemistry is included into the burning velocity for deflagrations and the detonation velocity for detonations. The LES models are compared against known large-scale experiments. The deflagration model was applied to reproduce experimental data for hydrogen-air explosions in the open atmosphere, including largest known experiment in 20 m diameter hemisphere, in a 78.5 m tunnel with and without obstacles, and the mock hydrogen refuelling station. The verification of the LES detonation model against ZND theory is presented along with comparison with large-scale hydrogen-air spherical detonation experiment.

The future research on coupling of both models to enable DDT simulation is discussed, including simulation of recent results of Russian scientists on super high pressures generated by hydrogen-air mixtures in specific geometries [3].

1. Molkov, V.V., Makarov, D.V. and Schneider H., LES modelling of an unconfined large-scale hydrogen-air deflagration, Journal of Physics D: Applied Physics, 2006, 39, 4366–4376.

2. Makarov, D., Molkov, V., Zbikowski, M. and Schneider, H., A model for numerical simulations of large-scale deflagrations and detonations, Proceedings of the 21st International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, ENSMA, Futuroscope, Poitiers, France, 23–27 July 2007, P. 1–4.
3. Naboko, I.M., Petukhov, V.A., Solntsev, O.I. and Gusev, P.A. // Chem. Phys. 2006. V. 25(4). P. 4–13 (in Russian).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ЗОНУ ПОДЖИГА И РЕЖИМ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

Иванов М.Ф. , Голуб В.В., Благодатских Д.В.,
Володин В.В., Головастов С.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**ivanov_mf@mail.ru*

В работе приводятся результаты экспериментального и численного моделирования воздействия звуковых волн на фронт горения газообразных горючих смесей. Рассматривалась начальная стадия возгорания, когда относительно слабые возмущения фронта пламени могут существенно изменить режим горения. Рассматривалась водородно-воздушная и водородо-кислородная смеси. Исследования проводились на основе математической модели газодинамики горения с учётом теплопроводности, вязкости и многокомпонентной диффузии. Коэффициенты переноса рассчитывались согласно кинетической теории газов. Уравнения состояния и термодинамические функции горючей смеси и продуктов горения задавались путём аппроксимации экспериментальных данных. Процесс окисления водорода описывался схемой из 9 уравнений химических реакций. Расчёты проводились по двумерному компьютерному коду, реализующему модифицированный метод крупных частиц второго порядка точности по пространству.

В физических экспериментах акустическое воздействие создавалось при подаче окислителя и горючего через инжектор с генератором акустического поля на основе генератора Гартмана.

И в численном, и в физическом экспериментах рассматривалось распространение пламени в открытой трубе на расстоянии 8 калибров от места инициирования. Очаг пламени задавался как область полностью сгоревшей смеси с температурой 2000 К и диаметром порядка 1 мм.

Во всех вариантах на начальной стадии процесса звуковые волны ускоряли процесс остывания очага горения, а затем приводили к более быстрому нарастанию температуры и развитию неустойчивости фронта. Заметим, что картина падения и роста максимальной температуры в очаге возгорания, не зависит от частоты волн. В то же время расширение площади, охваченной пламенем, зависит от частоты акустических волн. Волны с большей частотой приводят к более быстрому расширению очага возгорания. В случае бедных смесей наблюдается значительно более сильное влияние акустических волн на развитие процесса горения. В частности, возможно дробление фронта пламени и возникновение локальных очагов горения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ИСТЕЧЕНИИ ЕГО В КАНАЛ

Голуб В.В., Баженова Т.В., Бакланов Д.И., Володин В.В.,
Головастов С.В., Прокопов А.С.*

ОИВТ РАН, Москва

**golub@ihed.ras.ru*

В последнее время водород интенсивно исследуется как перспективное топливо. Однако из-за высокой скорости звука и широких концентрационных пределов воспламенения развитие водородной энергетики вплотную сопровождается усилением мер по водородной безопасности, целями которой являются анализ сценариев утечки водорода, его воспламенение, детонация, а также разработка стандартов хранения, транспортировки и использования.

В работе исследуются вероятные проблемы безопасности хранения водорода под высоким давлением (до 1000 атм.) в полном сосуде, связанные с внезапной разгерметизацией: микротрещина, пробой осколком снаряда, коррозия, срабатывание предохранительного клапана. Вследствие разгерметизации такого сосуда перед истекаемой струей водорода может формироваться ударная волна, разогревающая воздух до такой температуры, что на контактной поверхности между воздухом и истекающим водородом может возникнуть воспламенение [1, 2].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию импульсного истечения водорода в канал круглого и прямоугольного сечений площадью 20 мм², в частности, определению минимальных давлений в сосуде высокого давления или давления формируемой ударной

волны в канале, приводящие к самовоспламенению.

Обнаружено, что ударная волна, формируемая при истечении импульсной струи водорода, является возможной причиной его самовоспламенения на контактной поверхности. Определен диапазон начальных давлений водорода (40 атм. и выше), при которых возможно самовоспламенение, и получена зависимость расстояния возникновения пламени на контактной поверхности от давления на фронте ударной волны в каналах для круглого и прямоугольного каналов.

1. Atsbury G.R., Hawksworth S.J. Spontaneous ignition of hydrogen leaks: a re-view of postulated mechanisms // ICHS, 2005.
2. Dryer F.L., Chaos M., Zhao Z., Stein J.N., Alpert J.Y., Homer Ch.J. Spontaneous ignition of pressurized releases of hydrogen and natural gas into air // Combustion Science and Technology, 179: 663–694, 2007.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕПНЫХ МЕХАНИЗМОВ ИНГИБИРОВАНИЯ САМОРАЗЛОЖЕНИЯ АЦЕТИЛЕНА

Головастов С.В., Бакланов Д.И., Володин В.В.,
Голуб В.В., Ласкин И.Н., Семин Н.В., Микушкин А.Ю.*

ОИВТ РАН, Москва

**golovastov@yandex.ru*

Использование ацетилена в устройствах, требующих высокий его расход или небольшой вес топливной системы при большой плотности сберегаемого ацетилена, требует обеспечение безопасности, связанной с возможным экзотермическим саморазложением ацетилена при повышении давления свыше 4–5-ти атм. Рассматривается возможность ингибирования взрывного саморазложения ацетилена с помощью газов, которые сами по себе являются горючими газами (пропан-бутановая смесь, водород). Тепловой эффект сгорания таких бинарных смесей практически не отличается от теплового эффекта сжигания ацетилена, если концентрация ингибитора не превышает 10–20%.

Исследовался кинетический механизм саморазложения ацетилена с помощью вычислительного пакета СНЕМКИН-II на основе модели, предложенной Крестининым А.В. и учитывающую как процесс пиролиза, так и образование частиц сажи [1]. Показана роль влияния обрыва цепей химических реакций на процесс саморазложения ацетилена при начальных давлениях до 20 атм. Получены минимальные значения концентраций ингибиторов, не превышающие 10–15 %, при

которых не наблюдалось саморазложения ацетилена. Приведено сравнение с экспериментальными результатами, представленными в [2], где смесь ацетилена с ингибитором, находящаяся в цилиндрической трубе, нагревалась отраженной ударной волной.

1. Крестинин А.В. О механизме образования сажи из ацетилена // Химическая физика, Москва, 1994. Т. 13, № 1, С. 121–131.
2. D.I. Baklanov, S.V. Golovastov, V.V. Golub, R.B. Reshetnyak, V.V. Volodin. Inhibition of Spontaneous Decomposition of Acetylene by Hydrocarbon: an Experimental Investigation // 21th ICDERS, Poitiers, France, 2007. Paper №0102.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ПРОЦЕСС ДИФфуЗИОННОГО САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДА

Сёмин Н.В., Голуб В.В., Ласкин И.Н., Головастов С.В.,
Иванов К.В., Савельев А.С.*

ОИВТ РАН, Москва

**seminnikolay@gmail.com*

Работа посвящена численному моделированию импульсного истечения водорода в трубку с воздухом. В расчете анализировалось влияние пограничного слоя, турбулентности, раскрытия диафрагмы и др. на процесс самовоспламенения. Проведены сравнения полученных результатов с экспериментальными данными [1]. В основе численного алгоритма использована схема распадного типа второго порядка точности.

Получена расчетная зависимость расстояния между диафрагмой и точкой самовоспламенения водорода от величины давления водорода в баллоне высокого давления. Данная зависимость отделяет зону самовоспламенения водорода от зоны «отсутствия горения».

Расчеты показали, что самовоспламенение без учета пограничного слоя происходит в центре трубки, в то время как с его учетом вблизи стенки. Влияние пограничного слоя достаточно очевидно оказалось в сторону ускорения процесса самовоспламенения. Учитывая то, что расчеты демонстрируют несколько большую задержку самовоспламенения по сравнению с экспериментом можно сказать, что учет всех факторов в данной задаче приближает расчетные данные к эксперименту.

1. Golub V.V., Baklanov D.I., Golovastov S.V., Ivanov M.F., Laskin I.N., Saveliev A.S., Semin N.V., and Volodin V. V. //Mechanisms of High-Pressure Hydrogen Gas Self-Ignition in Pipes In print in Journal of Loss Prevention in the Process Industries.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ПРИ СГОРАНИИ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ

Гальбурт В.А. , Иванов М.Ф., Петухов В.А.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**galburt@mail.ru*

Методами численного моделирования исследуются механизмы возникновения высоких давлений (превосходящих давления в детонационной волне) в процессе распространения фронта пламени в горючей газовой смеси при наличии ограничивающих поверхностей. Расчёты проводились на основе математической модели газодинамики горения с учётом теплопроводности, вязкости и многокомпонентной диффузии применительно к стехиометрической водородно-воздушной смеси. Исследовалось взаимодействие волн горения с плоскими преградами, а также их кумуляция в сужающихся объёмах, частично либо полностью заполненных горючей смесью. В работе показано, что в ряде случаев давления, возникающие за фронтом горения при его взаимодействии с плоскими преградами, могут в несколько раз превосходить давление в отражённых детонационных волнах. Это может быть объяснено, так называемым «каскадным эффектом», т.е. эффектом поджатия несгоревшей горючей смеси фронтом пламени, играющим роль поршня, и последующим объёмным взрывом сжатой смеси, когда характерные времена развития химических реакций в этой области становятся меньше гидродинамических. Проведённый в работе анализ численных результатов взаимодействия волн горения со стенками в сужающихся объёмах показал, что процесс кумуляции исходящих от фронта горения слабых ударных волн в конической полости, заполненной нейтральным газом или химически активной средой, проходит сходным образом. Ведущим процессом в обоих случаях является газодинамика схождения к вершине ударной волны. Но дополнительное энерговыделение за счёт сгорания горючей смеси, протекающее сходным с рассмотренным для плоских преград образом при этом играет двойную роль: с одной стороны, увеличивая энтропию газовой смеси, оно препятствует её сжатию, с другой стороны, увеличивая давление в сходящейся волне, ведёт к усилению сжатия и дополнительному нагре-

ву газа на последней стадии процесса. В зависимости от преобладания того или иного из указанных факторов максимальное давление в горючей смеси может быть как меньше, так и больше соответствующего давления в случае нейтральной среды. При этом первая ситуация сменяется на вторую с ростом интенсивности падающей ударной волны. Тем не менее, превышение максимально достижимого давления в случае горючей смеси невелико, примерно в полтора раза по сравнению с нейтральной средой, что связано с выходом максимально достижимой степени сжатия на близкое для обоих случаев значение.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ УСКОРЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ РЕАЛЬНЫХ ТОПЛИВ ПУТЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЭНЕРГОВЛОЖЕНИЯ

*Иванов М.Ф.*¹, Киверин А.Д.², Шамардин В.В.²*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, ²МГТУ, Москва*

**ivanov_mf@mail.ru*

Одной из актуальных проблем, возникающих при создании перспективных детонационных двигателей, является разработка эффективных методов управления переходом дозвукового горения в детонацию в реальных горючих смесях с целью ускорения этого процесса [1].

В качестве эффективных способов ускорения пламени и активации перехода от дефлаграции к детонации рассматривается инициирование перехода за счет дополнительного импульса энерговложения на фронте пламени, а также исследуется схема с подогревом стенок трубы вблизи фронта горения.

В докладе приводятся результаты численного моделирования процессов горения водородно-воздушной смеси в полукрытой трубе. Численное решение основывалось на двумерной физико-математической модели горения водородно-воздушной смеси, включающей газодинамический перенос вязкого газа, кинетику окисления водорода, многокомпонентную диффузию и теплопроводность [2]. Для горючей смеси и продуктов горения использовались уравнения состояния реальных газов [3]. Кинетика окисления водорода описывалась системой из 9 химических уравнений.

Изучались последствия воздействия дополнительных импульсов энерговложения на эволюцию плоского фронта пламени. Помимо этого моделировалась ситуация воздействия на фронт пламени локальных потоков энергии от стенок трубы. Показано, что соответствующее

реальным экспериментальным возможностям дополнительное энерго-вложение как импульсным образом, так и за счет подогрева стенок трубы при горении водородно-воздушной смеси приводит к искривлению плоского фронта пламени, развитию неустойчивости Дарье-Ландау и соответствующего ему ускорению. В результате гидродинамической неустойчивости переход к детонации происходит раньше по сравнению со случаем без дополнительного энерго-вложения. Для того, чтобы этот процесс был реализован на масштабах в несколько десятков (20–30) сантиметров может быть использован предварительный подогрев подаваемого топлива.

1. Roy G.D., Frolov S.M., Borisov A.A., Netzer D.W. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective. J. Progress in energy and combustion science. 2004;30:545–672.
2. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. М.: Физматлит. 2003.
3. Heywood J.B. Internal combustion engine fundamentals. Mc.Graw-Hill, New York. 1988.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАРАБОТКИ ОН В ИМПУЛЬСНОМ НАНОСЕКУНДНОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ C_3H_8 –ВОЗДУХ

Никипелов А.А. , Минтусов Е.И., Стариковская С.М.,
Стариковский А.Ю.*

МФТИ, Долгопрудный

**astar@neq.mipt.ru*

Плазменно стимулированное горение является одним из приоритетных направлений исследований физики газового разряда и химической кинетики [1]. К сожалению, традиционный подход, при котором измерения активных частиц и температуры ведутся в условиях *in vivo*, не допускает возможности построения кинетической модели из-за большой степени недоопределенности системы разряд-пламя. В данной работе представлена попытка разделить горение и газовый разряд, изучить наработку и динамику рекомбинации активных частиц – радикалов ОН в канале наносекундного барьерного разряда в прогреваемой смеси C_3H_8 – воздух и связать параметры разряда с концентрацией радикалов.

Измерения концентрации радикалов ОН проводились методом лазерно-индуцированной флуоресценции в насыщенном режиме. Излучение лазера на длине волны 282.93 нм возбуждало переход Q1(6) 0–1 A2S-X2; радикала ОН. Флуоресценция наблюдалась через интер-фильтр с максимумом пропускания на длине волны 313.5 нм, что со-

ответствует 1–1 A2S-X2; переходу. В качестве датчика была использована камера La Vision PicoStar 12 HR с наносекундной синхронизацией. Калибровка производилась по сигналу ЛИФ ламинарного метано-воздушного пламени. Температурная поправка на населенность нижнего состояния проводилась с помощью программы LIFBASE 2.0.53 [2, 3]. Разряд организован в геометрии игла-игла, амплитуда импульсов напряжения достигает 24 кВ на разомкнутом конце, при фронте 10 нс и длительности 50 нс. Развитие разряда — стримерной фазы и переключения разрядного промежутка — снято в видимом спектре по излучению второй положительной системы азота камерой La Vision PicStar HR12 с выдержкой 1 нс.

Представлены результаты измерений и расчета динамики концентрации ОН в области температур ниже порога самовоспламенения при возбуждении системы импульсным наносекундным разрядом.

1. N.B. Anikin, E.I. Mintousov, S.V. Pancheshnyi, D.V. Roupasov, V.E. Sych, A.Yu. Starik-ovskii. Non-Equilibrium Plasma and Its Applications for Combustion and Hypersonic Flow Control. 41th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition, January 6–9, 2003 in Reno, USA, AIAA Paper. 2003. P. 1053.
2. Walter Hubschmid and Rolf Bombac LASER SPECTROSCOPY IN COMBUSTION RESEARCH // SWISS FEDERAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY ZURICH, SWITZERLAND, 2002
3. John W. Daily Laser Induced Fluorescence Spectroscopy In Flames // Joint Center for Combustion and Environmental Research, 2000

ВЛИЯНИЕ ДОПРОБОЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРУ ПЛАМЕНИ

Скоблин М.Г. , Стариковский А.Ю.*

МФТИ, Долгопрудный

**astar@neq.mipt.ru*

Увеличить скорость распространения пламени, не меняя состав смеси и ее температуру можно за счет турбулизации потока. Скорость распространения турбулентного пламени во много раз превышает скорость диффузионного, что дает возможность поддерживать его распространение при больших скоростях потока. Методы стимулирования перехода потока из ламинарного режима в турбулентный с помощью газового разряда достаточно хорошо известны. Появление в системе локально-нагретых каналов и распространение от них волн сжатия

провоцирует турбулизацию потока при околосубзвуковых и надзвуковых числах Рейнольдса. Снижение скорости основного потока в целом, как правило, нежелательно, так как приводит к снижению расхода газа и снижает мощность горелки. С другой стороны, локальное снижение скорости позволяет эффективно стабилизировать пламя в какой-либо точке и обеспечить зажигание основного высокоскоростного потока от такого «горячего пятна». Данный способ нашел отражение в механизмах газодинамической стабилизации пламен, таких как обратные ступеньки и заглушенные вставки. Плазменной альтернативой таким газодинамическим подходам является локальное торможение потока с помощью «ионного ветра». Создаваемый ионным ветром поток снижает скорость газа в некоторой области потока, что позволяет стабилизироваться пламени даже при высокой скорости основной струи. Скорость ионного ветра, как правило, ограничена величинами 5–10 м/с, но даже такое относительно небольшое возмущение скорости является критичным и позволяет стабилизировать пламя на скоростях, значительно превышающих скорость нормального распространения диффузионного пламени. Несмотря на потенциальные возможности применения, механизм влияния допробойных электрических полей на формирование потока и пламени остается относительно слабо изученным. Целью данного исследования является проведение детального анализа механизмов и динамики формирования объемного заряда в пламени при приложении допробойного внешнего электрического поля, формирования объемной силы и ее влияния на фронт пламени.

МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЗОНЫ ХОЛОДНОГО ПЛАМЕНИ

*Басевич В.Я., Фролов С.М.**

ИХФ РАН, Москва

**smfrol@chph.ras.ru*

В работе исследуется явление Щелкина—Соколика [1, 2], состоящее в усилении ударной волны при прохождении зоны холодного пламени: длина преддетонационного участка в зависимости от времени имеет U-образный характер с минимумом в момент возникновения холодного пламени. Для моделирования взаимодействия ударной волны с химическим процессом разработали газодинамическую программу для расчетов вязких сжимаемых реагирующих течений (одномерное приближение). Химический процесс описывали с помощью глобального ме-

ханизма двухстадийного низкотемпературного окисления н-пентано-кислородных смесей с константой скорости лимитирующей реакции, изменяющейся на границе низких и высоких температур. Для решения вопроса о влиянии химизма процесса и роли промежуточных продуктов при взаимодействии ударной волны с холодным пламенем использовали детальный кинетический механизм окисления н-пентана. Показано, что исследуемое явление определяется как температурным фактором, так и механизмом цепной разветвленной реакции. Последнее проявляется в зависимости задержки самовоспламенения от концентрации активного промежуточного продукта — перекиси водорода. По истечении некоторого характерного времени перекись водорода разлагается на стенке и перестает участвовать в процессе разветвления. Такая ситуация характерна для лабораторных опытов [1, 2], но, по-видимому, в меньшей степени относится к крупномасштабным взрывам в ограниченных объемах, где роль стеночных реакций незначительна.

Работа выполнена при поддержке Международным научно-техническим центром (проект 2740).

1. Щелкин К. И., Соколик А. С. ЖФХ, 1937, Т. 10, с. 484.
2. Romano M. P., Radulescu M. I. et al. Comb. Flame, 2003, V. 132, p. 387.

МОДЕЛЬ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ АЛЮМИНИЯ

*Авдеев К.А.¹, Фролов Ф.С.*²*

¹ТлГУ, Тула, ²ИХФ РАН, Москва

**smfrol@chph.ras.ru*

Мелкодисперсные частицы алюминия широко применяются в аэрокосмической технике и энергетике. Использование упрощенных моделей, основанных на эмпирических законах установившегося теплообмена и роста оксидной плёнки, для описания воспламенения и горения частиц алюминия может приводить к неточным результатам. В [1] нами предложена новая модель воспламенения сферической частицы магния с поправками к законам теплообмена и окисления металла, которые учитывают нестационарность теплового потока к частице и неоднородное распределение температуры внутри неё. Результаты [1] показали, что задержки воспламенения и величины эффективных кинетических параметров, вычисленные по новой модели, могут значи-

тельно отличаться от значений, полученных с помощью стандартной модели. Цель данной работы — модифицировать модель [1] таким образом, чтобы применить ее к задаче о воспламенении частицы алюминия с параболическим законом роста оксидной плёнки. Модифицированную модель применили для решения прямой задачи воспламенения частицы алюминия. Показано, что полученные результаты лучше согласуются с экспериментальными данными, чем расчет по стандартной модели. Так, для частиц диаметром 6 мкм, помещённых в кислород с температурой 975–1900 К при атмосферном давлении, модифицированная модель прогнозирует более длительные задержки воспламенения (в 1.3–1.9 раз) по сравнению со стандартной моделью. Для определения эффективных кинетических параметров реакции окисления алюминия решили обратную задачу. Таким образом, в работе показана важность учёта нестационарности теплообмена при решении задачи о воспламенении частицы металла в случае нелинейного закона окисления.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 05–08–18200а и 05–08–50115а).

1. Avdeev K. A., Frolov F. S., Borisov A. A., Frolov S. M. // In: Nonequilibrium Processes: Plasma, Combustion, Atmospheric Phenomena. Ed. by G. D. Roy, S. M. Frolov, A. M. Starik. Moscow, Torus Press, 2007, P. 41.

МОДЕЛЬ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ КАПЕЛЬ В ПЛОТНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Сметанюк В.А., Фролов Ф.С., Басевич В.Я., Фролов С.М.*

ИХФ РАН, Москва

**smetanuk@chph.ras.ru*

В плотных топливных струях, в которых расстояние между соседними каплями порядка нескольких диаметров частиц, сильно проявляются эффекты торможения испарения капель, вызванные экранированием тепло- и массообмена, а также обмена количеством движения между каплями и газом. Учет этих эффектов важен для оптимизации смесеобразования, воспламенения и горения в камерах сгорания двигателей. Из сравнительного анализа процессов испарения и самовоспламенения капель углеводородных горючих нам впервые удалось найти корреляцию и разработать новую методику, позволяющую приближенно рассчитывать задержки самовоспламенения капель, используя только характеристики их испарения. При разработке методики

оба процесса — и самовоспламенение, и испарение — сначала моделировали с помощью неэмпирической теории испарения и горения капля в однородной монодисперсной газозвеси с учетом коллективных эффектов [1]. Оказалось, что самовоспламенение капли в газозвеси всегда происходило приблизительно на одинаковом безразмерном расстоянии, равном 3–5 начальных радиусов, в широком диапазоне значений определяющих параметров. Самовоспламенение происходило в точках, где локальный состав смеси значительно отличался от стехиометрического (с избытком горючего) и среднего по объему, а локальная температура была ниже температуры окружающего воздуха. В расчетах испарения капель следили за тем, какой локальный состав и какая относительная локальная температура достигались на указанном расстоянии от капли при времени испарения, равном периоду задержки самовоспламенения. На основе проведенных расчетов разработали критерии самовоспламенения, основанные на достижении определенных значений коэффициента избытка горючего и относительной температуры на некотором расстоянии от испаряющейся капли. Показано, что задержки самовоспламенения, полученные с помощью таких критериев, удовлетворительно согласуются с прямыми расчетами задержек самовоспламенения капель. Для численной реализации предложенных критериев в многофазных реагирующих течениях использовали простую модель испарения капли, учитывающую коллективные эффекты.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 05–08–18200а, 05–08–50115а и 07–08–00558а).

1. Фролов С. М., Басевич В. Я., Посвянский В. С., Сметанюк В. А. // Химическая физика. 2004. Т. 23. № 7. С. 49.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ РЕАГИРУЮЩИХ ТЕЧЕНИЙ МЕТОДОМ СОВМЕСТНЫХ ФУНКЦИЙ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ СКОРОСТИ И СКАЛЯРОВ

*Иванов В.С.¹, Фролов С.М.*², Гоц А.Н.³*

¹МИФИ, Москва, ²ИХФ РАН, Москва, ³ВлГУ, Владимир

**smfrol@chph.ras.ru*

Турбулентное реагирующее течение — объект, представляющий интерес для многих прикладных задач в энергетике, авиакосмической технике и экологии. Используемые в практических расчетах модели турбулентного горения, как правило, не учитывают существование целого спектра времен пребывания микрообъемов среды в камере сгорания, вызванного локальными турбулентными флуктуациями скорости, а также влияние флуктуаций температуры на средние скорости химических превращений. Это приводит к некорректному расчету эмиссионных показателей камер сгорания. В данной работе для оценки выхода окислов азота при турбулентном горении в проточной камере сгорания мы применили метод совместных функций плотности распределения вероятностей скорости и скаляров (СФСС). Этот метод позволяет отслеживать и траектории движения микрообъемов газа в турбулентном потоке, и интенсивность молекулярного смешения, что позволило получить более достоверную информацию о временах пребывания газа в камерах сгорания и о поле средней скорости химических превращений. В многомерных газодинамических расчетах, проведенных для модельных камер сгорания с помощью СФСС-метода, выход окислов азота оказался значительно больше, чем в расчетах по стандартным моделям, основанным на усредненных уравнениях турбулентного течения и наиболее популярных моделях турбулентного горения. Нами проведены расчеты турбулентного горения в потоке со стабилизатором пламени как для заранее перемешанных смесей, так и для случая отдельной подачи окислителя и горючего. Показано, что при диффузионном горении выход окислов азота в 4–5 раз больше, чем при горении заранее перемешанной стехиометрической смеси в аналогичных условиях.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант 07–08–00558-а).

РАЗРАБОТКА ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЭМУЛЬСИОННЫХ ВВ

*Дудин С.В.*¹, Лаэров В.В.¹, Леонтьев А.А.²,
Минцев В.Б.¹, Ушнурцев А.Е.¹, Фортвов В.Е.²,
Шурупов А.В.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**dudinsv@icp.ac.ru*

В настоящее время существует необходимость применения мощных импульсных источников на основе взрывомагнитных генераторов (ВМГ) в полевых условиях, например для тестирования электроэнергетических объектов и высоковольтных линий электропередач с точки зрения обеспечения необходимой грозозащиты. С этой целью создан мобильный испытательный комплекс (МИК), в состав которого входит взрывная камера, конденсаторная батарея начальной запитки, импульсный трансформатор, система коммутации и схема инициирования. Взрывная камера предназначена для локализации работы ВМГ. Во всех ранее используемых генераторах применялось штатное конденсированное ВВ с инициированием от штатного детонатора. Использование этих элементов при выездных испытаниях в составе МИК связано с рядом проблем, решение которых может поставить под угрозу целесообразность проведения испытаний:

- перевозка и хранение ВВ и средств инициирования связаны с трудностями и сроками оформления разрешительных документов;
- необходимы дополнительно два транспортных средства для отдельной перевозки КВВ и средств инициирования;
- штатные взрывчатые вещества, применяемые в промышленных целях, оказывают негативное воздействие на окружающую среду.

Альтернативой конденсированным взрывчатым веществам во всем мире служат эмульсионные взрывчатые вещества. Они абсолютно безопасны в хранении, экологически чисты и экономически выгодны. Использование эмульсионного ВВ во взрывомагнитном генераторе значительно расширяет диапазон применимости этого уникального устройства. С этой целью проведены исследования, связанные с оценкой работы ВМГ на эмульсионном ВВ, которые дали положительные результаты.

АППАРАТУРА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗРЫВНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН

Аджиев А.Х. , Сошенко В.А., Аджиева А.А.*

ГУ ВГИ, Нальчик

**adessa@kbrnet.ru*

Представлены результаты экспериментальных исследований взрывных плазменных струй, формируемых в открытом пространстве.

Показана возможность и изучены условия излучения импульсных электромагнитных сигналов плазменными струями. Проведен анализ результатов экспериментов с короткими и длинными плазменными струями. Зафиксировано кратковременное возрастание излученного сигнала при прохождении струи в поле спирали.

Предложена линейно-параметрическая модель взаимодействия плазменной струи с возбуждающим электромагнитным сигналом. Даны характеристики разработанного комплекса измерительной аппаратуры для проведения исследований.

СИСТЕМЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВИДЕОСЪЕМКИ И ОПЫТ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В БАЛЛИСТИКЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ

Семи́н М.С. , Бутузов А.А., Майоров В.П., Окуньков К.Ю.*

ЗАО «НПК ВИДЕОСКАН», Москва

**mail@videoscan.ru*

В докладе представлены параметры разработанной в ЗАО НПК «ВИДЕОСКАН» системы скоростной видеосъемки ВидеоСпринт и результаты ее применения при регистрации быстропротекающих процессов в различных областях науки и техники. Система ВидеоСпринт обладает высокими пространственно-временными характеристиками и позволяет производить регистрацию быстропротекающих процессов с кадровой частотой 488–250000 кадров в секунду, осуществлять оперативный просмотр зарегистрированных видеоизображений и выполнять их предварительную обработку. При формате изображения 1280 на 1000, максимальная частота регистрации составляет 500 кадров в секунду. Увеличение частоты записи кадров происходит за счет уменьшения числа строк в кадре. Таким образом, для формата изображения 1280 на 500 максимальная частота составляет 1000Гц, 1280 на 100 ча-

стота равна 5000 Гц, и, в предельном случае, для одной строки (формат 1280 на 1) частота соответственно равна 250000 Гц. Система выпускается как в цветном варианте так и в монохромном. Существует вариант исполнения камеры скоростной видеосъемки в защитный термокожух для использования камеры при температуре окружающего воздуха от -30°C до $+50^{\circ}\text{C}$. Соединительный кабель камера-компьютер имеет длину до 50 метров и также может быть сделан для эксплуатации при пониженной температуре. В систему может устанавливаться буферная память, обеспечивающая время видеозаписи (при максимальном размере кадра и максимальной кадровой частоте) от 2.6 до 16 секунд. Возможно, увеличение времени видеозаписи за счет уменьшения числа строк в кадре (при сохранении числа пикселей в строке) регистрируемого изображения. Диапазон устанавливаемых экспозиций в системе ВидеоСпринт от кадрового периода до 10 мкс. Для обеспечения более коротких экспозиций, вплоть до 10 нс, камера может быть оснащена электронно-оптическим затвором на основе плоского ЭОП второго поколения. Система ВидеоСпринт широко применяется во многих научных учреждениях страны (ВНИИЭФ, ВНИИТФ, МФТИ, МГУ и т.д.). С помощью системы можно производить исследования в различных областях техники и науки. В частности в ВНИИЭФ были произведены съемки процессов взрыва мощного заряда ВВ в объеме, заполненном пожарной пеной и испытания макетов экспериментального заряда. На базе ФГУП ЦНИИ «Буревестник» (Н-Новгород) и с участием их специалистов были проведены съемки различных баллистических процессов.

**РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ ДИСТАНЦИОННО
УПРАВЛЯЕМЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ
ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАМЕР СЕРИИ
НАНОГЕЙТ ДЛЯ СВЕРХСКОРОСТНОЙ РЕГИСТРАЦИИ
СЕРИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ
ПРОЦЕССОВ**

*Крутик М.И.*¹, Майоров В.П.², Попов В.В.¹, Семин М.С.²*

¹ООО «НПП НАНОСКАН», ²ЗАО «НПК ВИДЕОСКАН», Москва

*mail@nanoscan.ru

В докладе рассматриваются вопросы построения и применения дистанционно управляемых электронно-оптических камер (ЭОК) и многокамерных комплексов на их основе для сверхскоростной регистрации серии изображений быстропротекающих процессов. Разработанные цифровые ЭОК серии НАНОГЕЙТ построены на основе доработанных авторами плоских электронно-оптических преобразователей (ЭОП) второго поколения, что значительно увеличило их быстродействие при работе с наносекундными затворными импульсами. Зарегистрированное пространственное разрешение камер при длительностях затворного импульса 10 нс; 100нс; 1 мкс и 10 мкс не менее 30 пар лин./мм. Приведенные результаты получены при использовании ЭОП с рабочим диаметром фотокатода 18 мм и ПЗС матрицы формата 0.5 дюйма 1280 на 1024 пикселей. Все временные и энергетические параметры ЭОК серии НАНОГЕЙТ (длительности затворных импульсов, временная задержка запуска и коэффициент усиления ЭОП) устанавливаются дистанционно с удаленного компьютера. На основе камер НАНОГЕЙТ созданы и производятся многокамерные электронно-оптические комплексы серии НАНОГЕЙТ-МК. Разработанное программное обеспечение обеспечивает одновременное и независимое управление до 9-ти ЭОК с одного компьютера, а также одновременный прием, запись и визуализацию зарегистрированных изображений. В 2007 г. разработана двухканальная безпараллаксная моноблочная камера, которая обладает теми же пространственно-временными характеристиками, и что и одноканальные камеры серии НАНОГЕЙТ. В 2008 г. заканчивается разработка четырех канальной безпараллаксной моноблочной камеры. В докладе приведены результаты регистрации изображений быстропротекающих процессов при наносекундных временах экспозиции, полученные камерами серии НАНОГЕЙТ в различных научных центрах страны (РНИЦ «Курчатовский Институт», Институт теплофизики экстремальных состоя-

ний ОИВТ РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, РФЯЦ ВНИИЭФ и др.).

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО И АКУСТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МОДЕЛИ ГАЗОКОНДЕНСАТНОГО ПЛАСТА

*Торчинский В.М.*¹, Голуб В.В.², Головастов С.В.²,
Зайченко В.М.¹, Майков И.Л.¹*

¹ИФТПЭ ОИВТ РАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**torch@ihed.ras.ru*

Исследования проводились на физической модели газоконденсатного пласта, созданной на базе установки «Пласт» [1]. В качестве модельного флюида была выбрана смесь метан-н-бутан. Фазовая диаграмма смеси содержит ретроградную область, что позволяет моделировать образующуюся в процессе эксплуатации реального газоконденсатного месторождения конденсатную «пробку», которая резко уменьшает газоотдачу скважины. Одним из возможных методов разрушения пробки и увеличения производительности скважины является периодическое воздействие на призабойную зону пласта мощными акустическими или ударными волнами. Моделирование подобных воздействий проводилось численно с помощью разработанного в ОИВТ РАН пакета программ PLAST. Результаты моделирования позволили оценить основные параметры источников ударных и акустических волн (амплитуду, частоту и необходимую мощность источника). Физическое моделирование проводилось с помощью модернизированной установки «Пласт», дополнительно оснащенной детонационной камерой сгорания (ДКС). Проведена серия экспериментов с различными давлениями компонентов в ДКС и при варьируемых давлениях в экспериментальном участке установки. Проведенные исследования показали возможность создания импульсных воздействий на газоконденсатную пробку. Давление на выходном участке модели пласта в импульсе может повышаться со 120 до 272 атм. Средняя скорость движения ударной волны в экспериментальном участке составляет около 700 м/с.

1. Торчинский В.М., Голуб В.В., Головастов С.В., Директор Л.Б., Зайченко В.М., Майков И.Л. // Физика экстремальных состояний вещества — 2007 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2007. С. 177.

УЧЕТ НЕРАВНОДОСТУПНОСТИ РЕАКЦИОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МОДЕЛИ ХАОТИЧНО РАСПОЛОЖЕННЫХ СФЕР

Директор Л.Б. , Майков И.Л.*

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**director@oivtran.ru*

При моделировании структуры пористой среды при наличии физико-химических процессов, приводящих к уменьшению пространства пор, наибольшее распространение получили стохастические модели пористой среды, в частности, модель хаотично расположенных сфер (ХРС). Обобщение модели ХРС для случая полидисперсной среды с различными начальными распределениями частиц (пор) по радиусам выполнено в работе [1]. Получено решение для функции плотности вероятности распределения частиц по радиусам с учетом химического реагирования. В большинстве случаев модели пористой среды основаны на предположении о равнодоступности реакционной поверхности для газового реагента (не учитывается эволюция закрытых пор в ходе процесса). Рекурсивная модель, предложенная в работе [2], учитывает влияние микроструктуры и диффузионного сопротивления микрочастиц, формирующих пористый каркас, на скорость химической реакции и в какой-то степени учитывает неравнодоступность пор для газового реагента. Разработана модель динамики порового пространства с учетом образования изолированных пор в результате химических реакций. Получена зависимость долей открытых и закрытых пор от структурного параметра и функция плотности вероятности распределения закрытых пор по радиусам. Приведены соотношения для вычисления пористости и реакционной поверхности с учетом открытых и закрытых пор. Показано, что максимальная степень заполнения пор за счет гетерогенных реакций не может превышать 0.7 от начальной пористости и, независимо от модели химического реагирования, и переход во внешнекинетический режим может осуществляться только скачкообразно. Полученные результаты качественно описывают любую кинетическую схему реагирования и определяют предельные соотношения степени заполнения пор в зависимости от начальной пористости. Разработанная модель пористой среды с учетом неравнодоступности реакционной поверхности позволяет оценить взаимовлияние структуры пористой среды и процесса химического реагирования с помощью критического структурного параметра.

1. I.L. Maikov, L.B. Director // Chemical Engineering Sciences. 2007.

V. 62. N 5. P. 1388–1394.

2. I.L. Maikov, L.B. Director // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2007. V. 50. № 3–4. P. 776–781.

БИФУРКАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

Лившиц С.А. , Лебедев Р.В.*

КГЭУ, Казань

**pt101@mail.ru*

При течении вязких жидкостей возможны режимы, при которых тепло не успевает отводиться через стенку канала. При этом в потоке возникает высокая плотность энергии, приводящая к резкому нарастанию температуры. В работе исследовались различные режимы течения вязкой жидкости в круглой трубе и коаксиальном канале с учетом действия диссипативного и химического источников тепловыделения. Были сделаны следующие допущения: течение жидкости ламинарное, установившееся, со сформировавшимся профилем вектора скорости; теплофизические характеристики жидкости в ходе процесса меняются незначительно; массовые силы входят в уравнения движения через избыточное давление; перенос теплоты вдоль направления основного движения за счет теплопроводности мал по сравнению с вынужденным переносом в том же направлении; время гидродинамической релаксации много меньше времени тепловой. Для исследования использовалась система уравнений движения и сохранения энергии. На границе канала были приняты гидродинамические условия прилипания. Были рассмотрены тепловые граничные условия первого, второго и третьего рода и в каждом случае после получения алгебраического уравнения оказывалось возможным наличие нескольких решений получающегося уравнения. Было показано, что в рассматриваемом случае при любых граничных условиях, при определенных соотношениях входящих в исходные уравнения параметров возможно, как отсутствие, так и наличие одного, двух или трех решений. Это позволяет сделать вывод о возможности возникновения бифуркационных явлений при течении вязких жидкостей в круглой трубе и коаксиальном канале.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ

ДИНАМИКА РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ
ИМПУЛЬСОВ НА МИШЕНЬ Fe

Ситников Д.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И.,
Агранат М.Б.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**rjr@iht.mpei.ac.ru*

Приведены результаты исследований гидродинамического расширения плазмы, образующейся на поверхности мишени Fe при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см². Контраст по мощности нагревающего лазерного импульса в наносекундном временном диапазоне составлял $\sim 10^7$ [1].

В эксперименте использовался метод измерения фазы комплексного коэффициента отражения плазмы с помощью методики Фурье-интерферометрии [2]. Определен характерный размер неоднородности плазмы в момент воздействия нагревающего лазерного импульса. Показано, что изменения фазы комплексного коэффициента отражения плазмы становятся значительными при временной задержке $\Delta t_{delay} > 100$ фс. При значении временной задержки $\Delta t_{delay} = 0$ фс (когда максимум интенсивности временного профиля интенсивности нагревающего импульса совпадает с максимумом зондирующего) величина смещения слоя с критической плотностью составляет ~ 20 нм, что соответствует $\sim 0.016\lambda$. Полученные экспериментальные данные подтверждают предположение, что вакуумный нагрев при указанных параметрах эксперимента, может являться основным механизмом создания быстрых электронов, приводящих к генерации характеристического рентгеновского излучения [3].

1. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Комященко А.В., Овчинников А.В., Фортов В.Е. // Квант. электроника. 2004. V.34. №6. P. 506.
2. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Вейсман М.Е., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортов В.Е., Хищенко К.В., Письма в ЖЭТФ. 2007. V.85. №6. P. 328.
3. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Сит-

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕИДЕАЛЬНОЙ
ПЛАЗМЫ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ,
ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ
С КОНДЕНСИРОВАННЫМИ СРЕДАМИ**

Комаров П.С., Овчинников А.В., Ашитков С.И.,
Агранат М.Б.*

IHED RAS, Moscow, Russia

**komarov-p@yandex.ru*

Воздействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень в зависимости от их интенсивности приводит к сверхбыстрому плавлению, абляции и испарению поверхностного слоя мишени, а также образованию плазмы. В основе диагностики этих процессов могут лежать оптические методы, поскольку взаимодействие сопровождается изменением оптических свойств материала мишени [1]. Фемтосекундная оптическая интерферометрия даёт возможность детального изучения динамики данных процессов, в частности свойств неидеальной плазмы твердотельной плотности на начальной стадии ее образования.

Для диагностики оптических свойств плазмы в эксперименте использовался метод Фурье-интерферометрии с пространственным и временным разрешением [2]. Приведены экспериментальные результаты исследования динамики комплексного коэффициента отражения плазмы, образующейся на поверхности металлических мишеней при воздействии лазерных импульсов длительностью 100 фс с интенсивностью $\leq 10^{15}$ Вт/см². Для исключения возникновения приповерхностного оптического пробоя измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-3}$ мбар. Приводятся оценки параметров плазмы.

1. Wang X. Y., Downer M.C. Opt. Lett. 1992 V.17, P. 1450
2. Temnov V.V., Sokolowsky-Tinten K., Zhou P., Von der Linde D. // Appl. Phys. A. 2004. V. 78. P. 483.

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ АЛЮМИНИЯ И СЕРЕБРА ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ МИШЕНИ

Вейсман М.Е. , Агранат М.Б., Андреев Н.Е.,
Ашитков С.И., Костенко О.Ф., Левашов П.Р.,
Овчинников А.В., Поварницын М.Е., Ситников Д.С.,
Фортов В.Е., Хищенко К.В.*

ОИВТ РАН, Москва

**bme@ihed.ras.ru*

Работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию оптических, транспортных и термодинамических свойств неидеальной плазмы алюминия и серебра, образованной на поверхности твердотельных металлических мишеней под действием излучения интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов. Предложенный подход [1] основан на полуэмпирических моделях свойств металлов в широком диапазоне плотностей и температур. Численные коэффициенты в этих моделях выбираются так, чтобы обеспечить наилучшее согласие расчетных и экспериментальных значений комплексного коэффициента поглощения плазмы алюминия и серебра, полученного на ультракоротких временах (при задержки $\Delta t \simeq 0.2 \div 1$ пс между нагревающим и пробным лазерными импульсами, длительность которых составляет $\tau \simeq 100$ фс) с помощью фемтосекундной интерференционной микроскопии. Представлены результаты расчетов нестационарных параметров исследуемой плазмы в сопоставлении с полученными экспериментальными данными.

1. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Вейсман М.Е., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортов В.Е., Хищенко К.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. №6. С. 328–333.

УЧЕТ КИНЕТИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ

Поварницын М.Е. , Левашов П.Р., Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**povar@ihed.ras.ru*

Представлены результаты моделирования лазерной абляции (100 фс, 0.8 мкм, $\sim 10^{13}$ Вт/см²) металлических мишеней (Cu, Au, Al, Ni и Zn). Детальный анализ выполнен с помощью двухтемпературной модели [1] и с использованием полуэмпирического двухтемпературного уравнения состояния со стабильными и метастабильными фазами и фазовыми границами. Механическая, тепловая и химическая релаксация в каждом многофазном объеме осуществляется с помощью кинетических моделей. Эволюция метастабильных фаз рассчитывается с помощью теории гомогенной нуклеации. Процесс образования и роста зародышей конкурирующей фазы моделируется для каждого зародыша. Откольные и кавитационные явления в мишени при высоких скоростях растяжения описываются с помощью модели роста и слияния пор. При моделировании наблюдается формирование ударных волн и волн разгрузки, распространение волны плавления, испарение со свободной поверхности, нуклеация в метастабильной жидкой фазе и кавитация при сильном растяжении. Глубина абляции для рассматриваемых металлов находится в согласии с экспериментальными данными.

1. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Levashov P.R., Khishchenko K.V. // Phys. Rev. B. 2007. V.75, P. 235414.

ГИДРОДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ВЕЩЕСТВОМ: СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

*Иногамов Н.А.*¹, Анисимов С.И.¹, Петров Ю.В.¹,
Хохлов В.А.¹, Жаховский В.В.², Nishihara К.³,
Агранат М.Б.², Ашитков С.И.²*

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,

³IIE, Osaka, Japan

*nail-inogamov@yandex.ru

С помощью двухтемпературного гидродинамического кода и молекулярно-динамического моделирования на примере алюминия рассмотрена задача о воздействии ультракороткого лазерного импульса на металлы. Гидродинамический код учитывает процессы поглощения лазерного излучения, перегрева электронной подсистемы относительно ионной подсистемы, распространения тепловой волны вместе с гидродинамическим движением. Экспериментальные измерения выполнены на мультитераваттной лазерной системе на кристалле хромфорстерита. Pump-probe (нагрев-диагностика) микроинтерферометрическая методика и слежение за кольцами Ньютона позволяют исследовать оптические свойства и кинематику расширения нагретого вещества. Измерения и расчёты указывают на сверхпластический характер деформаций, вызванных облучением, вблизи и выше порога абляции. Это проявляется в существовании протяжённого участка смещений вещества, на котором продолжается торможение границы конденсированной фазы с вакуумом. Эти смещения намного превышают длину теплового расширения. Теория связывает сверхпластичность с поверхностным натяжением и формированием ансамбля крупных кавитационных пузырей, размер которых оказывается сравнимым с глубиной лазерного прогрева. Типичные значения этой глубины в зависимости от вещества порядка десятков или сотен нанометров. Расчёты показывают, что первоначально плоская граница мишени постепенно искажается из-за пропечатывания на поверхности мишени растущих под поверхностью кавитационных пузырей. Это явление должно сказываться на ширине углового распределения индикатрисы рассеяния диагностического излучения. Планируется провести эксперименты по измерению вариации во времени угловой ширины. Это позволит получить информацию о эволюции нанорельефа поверхности. Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 07-02-00764).

СУБПИКОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ: УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ПОРОГА И СПЕЦИФИКА ОКОЛОПОРОВОГО ПОВЕДЕНИЯ

*Петров Ю.В.*¹, Анисимов С.И.¹, Иногамов Н.А.¹,
Хохлов В.А.¹, Жаховский В.В.², Nishihara К.³,
Uradhyay А.К.⁴, Rethfeld В.⁵, Urbassek Н.М.⁵*

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,

³ILE, Osaka, Japan, ⁴University of Michigan, Ann Arbor, USA,

⁵Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern, Deutschland

*uvp49@mail.ru

Рассматривается взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с поглощающими средами (металлы и полупроводники). Длительность лазерного импульса меньше времени электрон-ионной релаксации. Поэтому имеется двухтемпературная ($2T$) стадия ($T_e > T_i$), описываемая $2T$ гидродинамической моделью. После выравнивания T начинается однотемпературное ($1T$) движение. Рассчитанные по модели профили ρ , T и u к началу $1T$ стадии передаются из гидродинамической программы в молекулярно-динамическую (МД). МД описывает движение вещества с учётом нуклеации зародышей в нём и с учётом дальнейшей эволюции несплошностей. МД расчёты опираются на потенциал межатомного взаимодействия. В работе дана классификация потенциалов по отношению к характеру гидродинамического течения. Сравниваются потенциалы с узкой (Леннард-Джонс, ЛД, 12–6) и широкой (металлы) ямами вместе с промежуточным случаем (полупроводники). Вычислен порог термомеханической абляции для этих веществ. Расчёты показывают, что при нормировке на энергию когезии (глубина ямы) пороговые значения энергии оказываются примерно одинаковыми (диапазон 30–40%). В этом заключается универсальность. Получается, что термомеханический разрыв вещества, также как испарение, определяется глубиной ямы, а не её формой. С другой стороны имеется специфика. Дело в том, что в узких ямах высоки перевальные точки, поэтому отношение T_c/T_3 критической температуры и температуры тройной точки мало. Наоборот, в широких ямах перевалы располагаются низко, соответственно металлы плавятся при малых значениях нормированной энергии, а отношение T_c/T_3 велико. По этим причинам порог абляции выше порога плавления в металлах и полупроводниках и ниже в случае потенциала ЛД. Следовательно, около порога абляции металлы разрываются в жидкой фазе (кавитация), а материал ЛД — в твёрдой (откол). С этим связано отсутствие

сверхпластических деформаций в случае ЛД на пороге абляции. Выше порога, когда разрушение вещества ЛД происходит в жидкой фазе, участок с такими деформациями имеется. Но динамически его роль в снижении скорости откольной пластины становится несущественной, поскольку разрыв происходит заметно выше порога. Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-00764.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖАТИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРА 1–2 кДж

*Змитренко Н.В.^{*1}, Гуськов С.Ю.², Демченко Н.Н.²,
Доскоч И.Я.², Розанов В.Б.², Степанов Р.В.²,
Тышкин В.Ф.¹, Яхин Р.А.²*

¹ИММ РАН, ²ФИАН, Москва

**zmitrenko@imamod.ru*

Проведен анализ условий облучения на установке Искра-V (йодный лазер, вторая гармоника, $\lambda = 0.658$ мкм) для лазерных мишеней соответствующим условиям эксперимента [1], а также перспективных мишеней. Экспериментальные мишени [1] анализируются с точки зрения возможностей воспроизведения в численных экспериментах наблюдаемого нейтронного выхода. Перспективные мишени обсуждаются как примеры более рационального использования возможностей системы облучения на установке Искра-V.

Моделирование лазерных мишеней осуществляется по следующей схеме. Сначала проводится серия одномерных расчетов с энергией (или интенсивностью излучения лазера), варьирующейся в пределах, указываемых из анализа освещенности мишени для конкретных условий облучения. В результате этих вычислительных экспериментов формулируются начальные условия для двумерных расчетов, содержащие информацию о распределениях гидродинамических величин, достигнутых в мишени на момент, примерно соответствующий двум третям времени сжатия. В результате проведения двумерного моделирования получаются данные, соответствующие учету несимметрии воздействия.

В результате проведенного анализа показано, что одномерные расчеты экспериментальных мишеней демонстрируют нейтронный выход на уровне 10^{11} нейтронов, в то время как эксперимент соответствует уровню 10^9 . В двумерных расчетах этот экспериментальный результат был воспроизведен. Перспективные мишени для данного уровня энер-

гии лазера (существенно меньшее аспектное отношение, меньший радиус и масса оболочки) демонстрируют в одномерных расчетах выход на уровне 10^{12} нейтронов, который может быть сохранен в двумерных численных экспериментах за счет выбора системы облучения. Авторы благодарны С.Г.Гаранину и Н.В. Жидкову за обсуждение условий и результатов эксперимента. Экспериментальные данные опубликованы в [1].

1. N.N.Demchenko, I.Ya.Doskoch, S.Yu.Gus'kov et al. Analysis of the conditions of experiments on the compression of capsules with a foam absorber at Iskra V facility // Book of abstracts of IFSA-2007 Conference, 9–14 September, 2007, Kobe, Japan, P. 53.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ОТ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Фролов А.А.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

frolov@ihed.ras.ru

Рассмотрено возбуждение низкочастотных (терагерцевых) электромагнитных волновых полей в вакууме при падении короткого лазерного импульса на границу сверхкритической плазмы. В процессе отражения лазерного импульса на границе плазмы индуцируется вихревой электрический ток, который вызывает генерацию импульса терагерцевого излучения. Исследованы спектральные, угловые, энергетические и пространственно-временные характеристики низкочастотного излучения. Показано, что остросфокусированный лазерный импульс излучает энергию главным образом в поперечном направлении относительно нормали к границе плазмы и в спектре его излучения присутствует широкий максимум на частоте близкой к обратной длительности импульса. Увеличение размера фокального пятна приводит к сдвигу спектральной линии в сторону низких частот, а диаграмма направленности излучения смещается в область меньших углов. Широкий лазерный импульс, поперечный размер которого значительно превышает его длину, излучает низкочастотную энергию почти по нормали к границе плазмы. Показано, что длительность импульса терагерцевого излучения определяется временем взаимодействия лазерного импульса с границей плазмы и сравнима с длительностью самого импульса. Вычислена полная энергия терагерцевого излучения, а также коэффициент преобразования энергии лазерного импульса в

низкочастотную энергию. Показано, что при взаимодействии фемтосекундного тераваттного лазерного импульса с пористыми мишенями мощность терагерцевого излучения может достигать десятков мегаватт.

ДИНАМИКА НАГРЕВА И ИОНИЗАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА ИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Костенко О.Ф. , Андреев Н.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**olegkost@ihed.ras.ru*

В модели столкновительного нагрева и ударной ионизации большого металлического кластера, радиус которого превышает глубину скин-слоя, интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом [1] учтено вырождение электронов, что позволяет производить расчет при начальной температуре электронов ниже энергии Ферми. Понижение энергии ионизации учтено согласно модели гибридного потенциала [2], применимой как в случае неидеальной, так и слабо неидеальной плазмы. Предложена модель рекомбинации электронов. Линейная диэлектрическая проницаемость определяется из уравнения Больцмана с интегралом столкновений в приближении времени релаксации. Использовалась ограниченная сверху кулоновская частота столкновений электронов с кулоновским логарифмом согласно работе [3].

Согласно модели, при начальной температуре электронов 10 эВ средний равновесный заряд ионов железа равен 3.15. Конечная температура электронов кластера железа радиусом 25 нм, при его нагреве лазерным импульсом с пиковой интенсивностью 10^{18} Вт/см², длительностью 100 фс и длиной волны 1.24 мкм, превышает 3 кэВ, а средний заряд ионов соответствует Li-подобным ионам. На начальном этапе нагрева кластера, когда электроны вырождены, средний заряд ионов практически совпадает с равновесным. При дальнейшем нагреве плазма становится ионизационно неравновесной с последующим резким уменьшением скорости рекомбинации. Из отношения среднего потенциала ионизации к температуре электронов следует, что ионизация осуществляется преимущественно тепловыми электронами.

1. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 556.
2. Murillo M.S., Weisheit J.C. // Physics Reports. 1998. V. 302. № 1. P. 1.
3. Lee Y.T., More R.M. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. № 5. P. 1273.

УСКОРЕНИЕ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО ПЕРЕД ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ, ГЕНЕРИРУЮЩИМ УСКОРЯЮЩУЮ КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ

Кузнецов С.В.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

shenau@rambler.ru

Аналитически и посредством численного моделирования изучается перспективный способ ввода сгустка электронов в ускорительную лазерно-плазменную систему, при которой сгусток инжектируется перед фронтом лазерного импульса, генерирующего кильватерную волну, коллинеарно направлению распространения импульса и со скоростью, меньшей групповой скорости лазерного импульса [1–4]. В работе исследуется, как начальный разброс по энергии между электронами инжектируемого сгустка может влиять на процесс его захвата и ускорения. Показано, что значение исходной немонотонности инжектируемого сгустка для таких его характеристик, как длина и разброс по энергии в нем на ускорительной стадии, может быть значительно более важным, чем начальная длина сгустка. Тем не менее для кильватерных волн с большим перекрытием фаз фокусировки и ускорения при надлежащем выборе параметров лазерного импульса и энергии инъекции сгустка возможны такие условия захвата электронов сгустка, при которых на определенной длине ускорения влияние начальной немонотонности сгустка минимизируется. При этом величина энергетического разброса между электронами сгустка достигает минимума, величина которого в основном определяется начальной длиной сгустка. Выяснено, что минимизация энергетического разброса между электронами ускоряющегося сгустка на некоторой длине ускорения реализуется за счет того, что в энергетическом пространстве траектории электронов сходятся, то есть фокусируются в малую область. Это явление позволяет получать компактные сгустки электронов, ускоренных до большой энергии при минимальном энергетическом разбросе между ними.

1. Андреев Н.Е., Кузнецов С.В. // Тезисы докладов XXVIII Звенигородской Конференции по физике плазмы и УТС 19–23 февраля 2001. С. 126.
2. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. // Proceedings of the Workshop on 2nd Generation Laser and Plasma Accelerators, France, Presqu'île de Giens (2001), <http://icfa.lbl.gov/icfapanel.html>, Newsletter, Special

Issue: Giens Workshop Proceedings, June 24–29, 2001, Contributed Papers.

3. Khachatryan A G. // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. P. 046504.
4. Andreev N.E., Kuznetsov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. N 12A. P. A39.

УСКОРЕНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В СПЛОШНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ МАЛОГО КОНТРАСТА

*Пикуз (мл.) С.А.*¹, Фаенов А.Я.¹, Магунов А.И.²,
Гасилов С.В.¹, Пикуз Т.А.¹, Скобелев И.Ю.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИОФ РАН, Москва

*spikuz@gmail.com

Представлены экспериментальные результаты по измерению рентгеновских спектров многозарядных ионов, ускоряемых при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на сплошные и состоящие из кластеров нанометровых масштабов твердотельные мишени. Анализируется эффективность использования для ускорения ионов различных мишеней и параметров лазерных импульсов. Эксперименты выполнены на фемтосекундных лазерных комплексах в RacaH Institute, Hebrew University (Israel), Saclay University, CEA (France), и University Polytechnico di Milano (Italy). Приводятся данные о профиле спектральных линий излучения Н- и Не-подобных ионов кислорода и фтора. Опираясь на численное моделирование смещения и уширения спектральных компонент под действием эффекта Доплера, в плазме зарегистрированы фракции направленно движущихся быстрых ионов с энергией вплоть до единиц МэВ. Относительные интенсивности регистрируемых спектральных компонент использованы для определения плотности и температуры электронной компоненты плазмы.

Приводятся данные при воздействии лазерного излучения с плотностью потока 10^{16} – 10^{17} Вт/см², длительностью импульса 30–60 фс и лазерным контрастом не более 10^{-3} на сплошные твердотельные мишени. За счет эффекта самофокусировки лазерного излучения в плазме, создаваемой предимпульсом, наблюдалась генерация ионов с энергией до 1 МэВ. Исследованы зависимости энергии ионов от плотности потока лазерного излучения, энергии и длительности импульса. При воздействии лазерных импульсов длительностью 100–500 фс с плотностью мощности 10^{15} Вт/см² на сплошные твердотельные мишени

установлено наличие в плазме потоков He-подобных ионов кислорода с энергиями 1.5–3 кэВ и 40–50 кэВ. Показано, что использование в качестве мишени твердотельных структур нанометровых масштабов (замороженных капель воды) позволяет приводит к увеличению энергии ускоренных ионов вплоть до 0.1 МэВ.

Обсуждается проблема резкого увеличения уровня шумов в измеряемых спектрах при уменьшении длительности лазерного импульса до десятков фемтосекунд. Представлены алгоритмы обработки экспериментальных данных, необходимые для обеспечения количественных измерений параметров плазмы по профилям спектральных компонент.

ЗАВИСИМОСТЬ ДАВЛЕНИЯ В СЖАТОМ КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ ОТ ПАРАМЕТРОВ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Лебо И.Г.^{*1}, Лебо А.И.², Vatani D.³*

¹*МИРЭА, Москва, Россия, ²МГУ, Москва, Россия,*

³*UMB, Milano, Italy*

**lebo@mirea.ru*

В докладе представлены результаты численных исследований и сравнение с данными экспериментов по генерации и распространению сильных ударных волн в металлических «ступенчатых» мишенях, иницируемых с помощью мощных лазерных импульсов. Эксперименты были выполнены на йодном лазере «PALS» в Физическом институте (г. Прага, Чешская республика) [1]. Диапазон интенсивностей лазерного излучения $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² на третьей гармонике (длина волны 0.438 мкм). Расчеты сделаны с помощью двумерной лагранжевой программы «АТЛАНТ» в цилиндрических координатах (r,z,t) [2].

Показано, что численные расчеты с хорошей точностью воспроизводят данные экспериментов по скорости распространения волны в сжатом веществе.

Для описания уравнений состояния вещества были использованы две модели: 1) QEOS [3] и 2) ZRI (модифицированная модель Зельдовича-Райзера с учетом кинетики ионизации) [2]. В пределах точности экспериментов обе модели дают близкие результаты.

Получены соотношения подобий, позволяющие оценивать скорость ударной волны и давление за ее фронтом от заданных параметров лазерного излучения и материала мишени.

Обсуждается влияние двумерной геометрии на величину давления на фронте абляции и скорость распространения волны.

1. Batani D., H.Stabile, A.Ravasio et al. // Physical Review E, 2003, 68, 067403.
2. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза. Монография, ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2006
3. More R.M. et all. //Phys. Fluids, 1988, V.31, No.10, P. 3059

ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ ДВОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СЛОЕВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НА МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ

Бисти В.Е.

ИФТТ РАН, Черноголовка

bisti@issp.ac.ru

Системы с двойными электронными слоями представляют значительный интерес как область для изучения фундаментальных проблем физики твердого тела. Экспериментальная возможность изменения пространственной симметрии двухслойных систем со слабой туннельной связью [1] явилась стимулом для обращения к теоретическим аспектам этой проблемы.

В данной работе исследуется влияние пространственной асимметрии двойных электронных слоев на энергию возбуждений зарядовой плотности (магнитоплазмонов) и интенсивность комбинационного рассеяния на этих возбуждениях. Рассматривается система со слабым туннелированием, характеризующаяся параметрами асимметрии Δ_E и туннелирования Δ_{SAS} . Энергии электронов в двух нижайших подзонах $E_0 \pm \sqrt{\Delta_E^2 + \Delta_{SAS}^2}$. Переход от слоевого представления к подзонному аналогичен повороту в спиновом пространстве для спина 1/2. Используя понятие «изоспин», можно рассматривать изменение отношения Δ_E / Δ_{SAS} как поворот в изоспиновом пространстве. Магнитное поле предполагается сильным и соответствует фактору заполнения 4 (циклотронная энергия много больше кулоновской, все электроны находятся на нижайшем уровне Ландау, заполнены оба спиновых уровня в каждом из слоев). Показано, что существует 4 магнитоплазменных возбуждения. Одно из них (оптический магнитоплазмон) не зависит от симметрии системы. Это изоспин-синглетное возбуждение. Энергии трех других возбуждений (изоспиновый триплет) определяются параметрами асимметрии, туннелирования и разностью энергий внутриямного и межъямного магнитоэкситонов и при определенных соотно-

шениях между этими величинами могут нести информацию о степени асимметрии системы.

Определена относительная интенсивность комбинационного рассеяния на изоспин-триплетных возбуждениях в зависимости от перечисленных параметров. Зависимость энергии возбуждений при малых импульсах от экспериментально изменяемого параметра асимметрии может быть обнаружена методом комбинационного рассеяния света.

Работа поддержана фондом РФФИ.

1. L.V. Kulik, S.V. Tovstonog, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, W. Dietsche, M. Hauser, and K. v.Klitzing. // Phys. Rev. B. 2004. V.70. P. 033304.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ЖЕЛЕЗНЫХ НАНОЧАСТИЦ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА

Гуренцов Е.В. , Еремин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**gurentsov@ihed.ras.ru*

Применение наночастиц в различных областях науки и техники определяет интерес к исследованиям их теплофизических свойств. Известно, что теплофизические свойства наночастиц могут существенно отличаться от свойств твердых тел того же состава и зависят от размеров наночастиц. Одним из современных методов диагностики наночастиц является метод лазерно-индуцированной инкандесценции (ЛИИ), основанный на нагреве наночастиц коротким лазерным импульсом до температур 2000–4000 К при которых может быть зарегистрировано термическое излучение в видимом диапазоне спектра (инкандесценция). Время-разрешенный сигнал лазерно-индуцированной инкандесценции быстро растет во время действия лазерного импульса (10–20 нс), а затем спадает в течение нескольких сотен наносекунд вследствие охлаждения наночастиц при взаимодействии с окружающим газом. Интенсивность и время спада сигнала инкандесценции зависит от оптических и теплофизических свойств наночастиц. Важным свойством наночастиц является спектральный коэффициент поглощения излучения E_m , который является функцией индекса рефракции, отражающего, электромагнитные свойства вещества. Величина E_m может быть определена при помощи анализа максимальной температуры T^0 , до которой нагреваются наночастицы в результате воздействия лазерного импульса. Температура T^0 может быть определена при помощи

метода двухцветной пирометрии, и при помощи измеренной энергии лазера при известном значении E_m . Таким образом, приравнявая значение T^0 , полученное двумя различными путями, можно определить неизвестную величину E_m . В данной работе железные наночастицы были синтезированы в результате конденсации атомного пара железа, полученном при лазерном фотолизе $\text{Fe}(\text{CO})_5$ при комнатной температуре. Размеры железных наночастиц в зависимости от времени их роста были получены при помощи метода ЛИИ. Найдено значение коэффициента поглощения железных наночастиц на длине волны 1064 нм, а так же определены величины коэффициентов аккомодации поступательной энергии молекул аргона и гелия на поверхности железных наночастиц.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-08-00277.

ОБОСНОВАНИЕ НАДЕЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТОДОМ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ (ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ)

Костановский А.В. , Костановская М.Е., Пресняков Д.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**lai-m@iht.mpei.ac.ru*

Приведены экспериментальные результаты и данные численного моделирования процесса нагрева тонких пластин высокотемпературных металлов (молибден и др.), нагреваемых с одной плоскости лазером непрерывного действия постоянной мощностью. Численное моделирование процесса нагрева проведено на основе решения двухмерного параболического уравнения теплопроводности с учетом зависимости теплофизических свойств от температуры. Также учитывается радиационное и конвективное охлаждение обеих плоскостей пластины. Диапазон изменения температуры от комнатных температур до температуры плавления металла. Показано, что при приближении к температуре плавления нелинейные эффекты, связанные радиационным теплообменом и зависимостью теплопроводности от температуры, уменьшаются. Ранее нами было показано, что время выравнивания температуры по пятну нагрева при определенных экспериментальных условиях оказывается много меньше времени плавления. Оба указанных вывода позволяют обосновать надежное определение радиационной температуры плавления материала.

ФИЗИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ КАРБИНА — ТРЕТЬЕЙ АЛЛОТРОПНОЙ ФОРМЫ УГЛЕРОДА

Савранский В.В.* , Климовский И.И.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*savr@nsc.gpi.ru

Карбин — линейный полимер — впервые синтезирован химическим способом в 1960 г. Сладковым А.М. с соавторами в двух формах (модификациях): полииновой и поликумуленовой. Первую из них, (альфа-карбин) образуют цепочки атомов с последовательно чередующимися тройными и одинарными связями, вторую (бета-карбин) — цепочки с двойными связями. Существуют и другие: синтетические кристаллические высокоориентированные пленки sp^1 -углерода, природный кристаллический карбин — чаоит и аморфный карбин. В природе карбин встречается в очень малых количествах. Необходима разработка методов получения синтетического карбина. Сегодня известны два основных физических способа получения карбина: из газовой фазы путем конденсации пересыщенного пара углерода и из расплава углерода путем быстрого его охлаждения. Наиболее эффективно первый способ работает при конденсации пересыщенного пара углерода, получаемого в результате лазерной абляции пирографита. В начале 1970-х годов этот способ дал количества нанокристаллического карбина, достаточные для исследования его основных физических свойств. В 1975 году работы по синтезу карбина указанным способом были прекращены. В настоящее время работы по синтезу карбина путем конденсации пересыщенного пара углерода, получаемого в результате лазерной абляции пирографита, восстановлены. Абляция осуществляется импульсом неодимового лазера длительностью около одной мс с энергией около 500 Дж. Осаждение паров углерода на подложки осуществляется как в воздухе атмосферного давления, так и в вакууме при давлениях порядка одного Па. В докладе сопоставляются результаты физических исследований конденсированного углерода, выполненные в начале 1970-х гг. и в настоящее время. Обсуждается возможность получения кристаллов карбина с продольным (вдоль цепочек) размером 1 мкм и более. Сравняются производительности способа получения карбина, использованного в данной работе, с другими известными способами. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 05–08–33410 и № 07–08–12207-офи.

**ПЛАВЛЕНИЕ СТЕКЛОУГЛЕРОДА
СКОНЦЕНТРИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ
ИЗЛУЧЕНИЕМ В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ
ДАВЛЕНИИ**

*Климовский И.И.*¹, Абрамов Д.В.², Галкин А.Ф.²,
Жаренова С.В.², Прокошев В.Г.², Шаманская Е.Л.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²ВлГУ, Владимир

*klimovskii@ihed.ras.ru

До недавнего времени существовало две альтернативных фазовых диаграммы (ФД) углерода, отличающимися друг от друга параметрами тройных точек твердое тело-жидкость-пар и их окрестностей. Первая ФД в диапазоне температур от 2600 до 3800 К содержит область карбина и карбиновую тройную точку с давлением p и температурой T соответственно около 1 бар и 3800 К. На второй — область карбина отсутствует, а тройная точка является графитовой тройной точкой с p около 100 бар и T около 5000 К. Недавно предложена ФД, термодинамические параметры которой зависят от скорости нагрева u графита. При u около нескольких градусов в секунду эта диаграмма тождественна первой ФД, а при u более 10000000 К/с — второй. Образцы стеклоуглерода нагревались сфокусированным излучением ИАГ-Nd-лазера. Длина волны излучения 1.06 мкм, частота повторения импульсов 150 Гц, длительность 2 мс. Средняя мощность излучения от 15 до 80 Вт. Усилитель яркости на парах меди CVL-10 позволял получить оптические изображения области лазерного воздействия до 16000 изображений в секунду с экспозицией до 20 нс. Для регистрации изображений использовался 1.3 мегапиксельный матричный CMOS-сенсор, обеспечивающий ввод изображений со скоростью 5000 кадров в секунду. В результате экспериментов установлено плавление стеклоуглерода при воздействии сконцентрированного лазерного излучения, определен порог по мощности — около 16 Вт. Зарегистрировано образование наноструктур внутри каверны. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 05-08-33410а и № 07-08-12207-офи.

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОТРУБОК И НАНОВОЛОКОН ИЗ ЖИДКОГО УГЛЕРОДА, ДОПИРОВАННОГО КРЕМНИЕМ

*Лысенко И.Ю.*¹, Башарин А.Ю.¹, Исхакова Л.Д.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИОФ РАН, Москва

**iul87@mail.ru*

В поверхностный слой жидкого углерода, полученный в результате плавления графита НОРГ импульсом лазера длительностью ~ 1 мс был допирован оксид кремния. Электронно-микроскопическое исследование морфологии поверхностного слоя и спектров характеристического рентгеновского излучения показало наличие в затвердевшем расплаве протяженных углеродных структур и сферических частиц кремния. Последующий анализ показал, что кремний восстанавливается в результате жидкофазной реакции $C + SiO_2 = Si + CO_2$ (газ), а жидкие капли кремния различного размера служат катализаторами роста углеродных структур. Среди углеродных структур обнаружены как плоские кристаллы, так и трубки диаметром до 200 нм, открытые с конца прилегающего к частице Si. Некоторые трубки были согнуты. Характерное соотношение диаметров частиц и соответствующих им трубок составляло примерно 3:1. Трубки тоньше 20 нм не разрешались в электронном микроскопе, однако по характерным линиям в КР спектрах были выявлены одностенные нанотрубки. По спектральными линиями 153 и 254 cm^{-1} в низкочастотной области дыхательных мод, по известным соотношениям определены их диаметры составившие 1.64 и 0.95 нм соответственно.

Наличие в затвердевшем расплаве плоских кристаллов наряду с частично открытыми трубками и характерное соотношение размеров типа «диаметр-длина окружности» свидетельствуют в пользу следующего механизма образования труб при кристаллизации жидкого углерода. На первом этапе в результате гетерогенного зародышеобразования на частицах Si происходит образование отдельной графеновой плоскости или тонкого плоского кристалла. По достижении кристаллом определенных размеров он начинает испытывать специфические неустойчивости, вызывающие его сворачивание с образованием химических связей между торцевыми углеродными атомами. Далее область взаимодействия перемещается к частице по принципу «застежки-молнии». Перемещение останавливается по достижении равенства сил смыкания графенового слоя и связи графеновой плоскости с частицей катализатора. Поэтому, как правило, дальний от частицы конец оказывается

закрытым, а конец присоединенный к частице остается открытым.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН, РФФИ (гранты № 07-08-00744-а, № 07-08-12170-ОФИ)

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Савинцев А.П.

КБГУ, Нальчик

pnr@kbsu.ru

Влияние лазерного облучения различной интенсивности и поляризации на электрические характеристики (ЭХ) диэлектриков до настоящего времени изучено слабо [1]. Нами был проведен цикл работ, в котором влияние лазерной засветки на ЭХ органических и неорганических диэлектриков было изучено достаточно полно [2–7].

Рассматривались результаты облучения органических диэлектриков, неорганического стекла и щелочно-галлоидных кристаллов светом активной среды на парах меди и гелий-неонового лазера. Исследовались начальные скачки и временная динамика изменения диэлектрической проницаемости, тангенса угла и фактора диэлектрических потерь, удельной объемной проводимости по постоянному и переменному току.

Обнаружено, что облучение диэлектриков, лазерным светом вызывает изменения ЭХ материалов, которые могут со временем релаксировать или стать необратимыми.

В [8] подобное изменение ЭХ под действием ионизирующего излучения получило название радиационно-диэлектрического эффекта. Анализ [6, 7] показал, что в наших опытах по изучению последствий лазерного облучения было обнаружено схожее явление, которое может быть названо лазерно-диэлектрическим эффектом.

1. Виноградов Б.А., Перепелкин К.Е., Мещерякова Г.П. Действие лазерного излучения на полимерные материалы: Научные основы и прикладные задачи. СПб.: Наука, 2006.
2. Савинцев А.П. // Известия вузов. Физика. 2001. Т. 44. № 7. С. 57.
3. Савинцев А.П., Темроков А.И. // ТВТ. 2002. Т. 40. № 4. С. 558
4. Савинцев А.П., Темроков А.И. // ХВЭ. 2002. Т. 36. № 5. С. 381.
5. Савинцев А.П., Темроков А.И. // Физика экстремальных состояний вещества – 2002 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка:

ИПХФ РАН. 2002. С. 145.

6. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества – 2003 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН. 2003. С. 29 .
7. Физика экстремальных состояний вещества – 2004 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черногловка: ИПХФ РАН. 2004. С. 125.
8. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005.

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУМЕРНОГО КУЛОНОВСКОГО КРИСТАЛЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

*Жуляков Л.А.^{*1}, Костановский А.В.¹, Похил Г.П.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²НИИЯФ МГУ, Москва

**lev@iht.mpei.ac.ru*

До настоящего времени под понятием «равномерно электрически заряженная поверхность» рассматривалась такая поверхность, в любой точке которой поверхностная плотность заряда одна и та же, и такая поверхность создает вокруг себя однородное электрическое поле. При этом не учитывается дискретность электрических зарядов, локализованных на точечных носителях. В представленной работе рассмотрен вопрос о распределении точечных зарядов на поверхности равномерно заряженной диэлектрической пластины. Данный вопрос имеет особое значение при изучении процессов, происходящих на малых расстояниях от поверхности. Это имеет место при скользящем взаимодействии пучков ускоренных заряженных частиц с диэлектрической поверхностью [1, 2]. Для объяснения природы силы отталкивания, действующей со стороны диэлектрической поверхности на частицы пучка, в работе [3] было предложено рассматривать совокупность точечных зарядов на поверхности как плоский кулоновский кристалл, в узлах которого локализованы заряды. В работе определено, при каких условиях точечные заряды на поверхности образуют упорядоченную структуру и получено выражение для критерия формирования двумерного кулоновского кристалла. Данный критерий не зависит от поверхностной плотности заряда, а определяется только температурой поверхности диэлектрика. При комнатной температуре совокупность точечных зарядов на диэлектрической поверхности может рассматриваться как 2D кулоновский кристалл.

1. Stolterfoht N., Bremer J.-H., Hoffmann V. et al. // Phys.Rev.Lett. 2002. V.88. P. 133201.
2. Жилияков Л.А., Костановский А.В., Иферов Г.А. и др. // Поверхность. 2002. № 11. С. 65.
3. Вохмянина К.А., Жилияков Л.А., Похил Г.П. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 6. С. 828. Вохмянина К.А., Жилияков Л.А., Похил Г.П. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 6. С. 828.

ЛАЗЕРНО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК КРЕМНИЯ В ГИДРИДНОМ И ХЛОРИДНЫХ ПРОЦЕССАХ

*Артёмов Е.И.*¹, Прокопьев Е.П.¹, Тимошенков С.П.¹,
Графутин В.И.², Калугин В.В.¹, Бритков О.М.¹,
Тимошенков Ан.С.¹, Бритков И.М.¹, Лапицкий Ю.Я.²,
Залужный А.Г.², Тимошенков Ал.С.¹*

¹МИЭТ, Зеленоград, ²ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва

*eugeneartemov@mail.ru

Получено аналитическое решение задачи скорости роста в технологиях получения материалов электронной техники с использованием лазерно-химических методов осаждения слоев кремния в гидридном и хлоридных процессах в стационарном и импульсном процессах для случая лазерно-термического метода осаждения пленок кремния в гидридном и хлоридном процессах. Полученные результаты подтверждают ряд экспериментальных доказательств того, что процессы с участием SiH_4 , SiCl_4 , SiHCl_3 , SiH_2Cl_2 имеют примерно равные энергии активации, если в качестве буферного газа используется водород, что служит доказательством лимитирующей стадии десорбции водорода.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА Ge/Si ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

*Гацкевич Е.И.*¹, Ивлев Г.Д.¹, Володин В.А.²,
Дзуреченский А.В.², Ефремов М.Д.², Нижифоров А.И.²,
Якимов А.И.²*

¹ИФ НАНБ, Минск, Беларусь, ²ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия
**gatskevich_elena@yahoo.com*

Проведено исследование воздействия наносекундных импульсов лазерного излучения на Ge/Si гетероструктуры с $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ квантовыми точками.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si (100). Квантовые точки формировались при температуре 573 К, а затем закрывались слоем Si. Исследовались структуры с одним и четырьмя слоями квантовых точек залегающих на глубинах 0.15 или 0.3 мкм.

Образцы облучались в диапазоне плотностей энергий от 0.8 до 1.6 Дж/см² одним или четырьмя импульсами излучения рубинового лазера длительностью 80 нс. Для исследования состояния образцов до и после лазерного облучения использовалась спектроскопия комбинационного рассеяния. Из анализа спектров комбинационного рассеяния определены композиционный параметр x и механические напряжения в квантовых точках. Импульсное лазерное воздействие приводит к росту x и релаксации механических напряжений.

ПЛАВЛЕНИЕ НАНОКЛАСТЕРОВ Ge В Si МАТРИЦЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Гацкевич Е.И., Ивлев Г.Д., Малевич В.Л.*

ИФ НАНБ, Минск, Беларусь

**ivlev@mail.ru*

Ранее [1] было показано, что воздействием наносекундного лазерного излучения на Ge/Si гетероструктура с нанокластерами Ge (квантовыми точками) можно улучшать однородность квантовых точек, а именно, уменьшать их дисперсию по размерам. Эффект наблюдался при плотности энергии облучения ниже порога плавления кремния, но достаточной для плавления германиевых включений.

В настоящей работе методом математического моделирования исследована динамика нагрева и плавления нанокластеров германия.

Установлено, что при используемых плотностях энергии облучения температура квантовых точек превышает температуру плавления объёмного германия примерно на 200 градусов. Проанализировано влияние поглощения лазерного излучения в наноклстерах германия. Установлено, что его учет необходим при толщине слоя квантовых точек, превышающей 5 нм.

Рассмотрено влияние размера, состава и упругих напряжений на температуру плавления нанокластеров. Отмечается, что вблизи порога плавления эти эффекты могут существенно изменять динамику процессов плавления и последующей жидкофазной кристаллизации германиевых нанокластеров. Плавление и последующая жидкофазная кристаллизация приводят к обогащению квантовых точек кремнием и релаксации упругих напряжений.

1. Yakimov A.I., Dvurechenskii A.V., Volodin V.A., et al // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 115318.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПЛАЗМЫ БЕССЕЛЕВА ПУЧКА

Бычков С.С. , Бычков (мл.) С.С., Майорова Л.М.,
Пятницкий Л.Н., Солдатенков Е.С.*

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**serg-bychkov@yandex.ru*

В фокусируемых аксином пучках лазерного излучения с компенсированной дифракционной расходимостью (бесселевых пучках) образуются протяженные плазменные каналы. При диаметре десятки и сотни микрон их длина составляет единицы и десятки сантиметров соответственно. Эти каналы могут быть сформированы в различных средах, в частности, в газах и на поверхности твердого тела. Результаты спектральной диагностики и модельные расчеты дают высокие значения параметров плазмы в таких каналах. Температура электронов достигает десятков электрон-вольт при концентрации электронов, превышающей 10^{19} см⁻³. Оценки показывают, что плазма бесселевых пучков обладает значительной проводимостью.

В работе представлены результаты измерения электропроводности плазмы, генерируемой в каустике аксикона. По данным экспериментов токопроводящий канал образуется практически мгновенно за время, меньшее длительности лазерного импульса. При этом в соответствии с направлением приложенного электрического поля ток может протекать как вдоль, так и поперек плазменного канала. В первом слу-

чае лазерное излучение фокусируется аксионом в промежутке между игольчатым и плоским электродами. Во втором случае плазменный канал создается в узком зазоре между параллельными осями канала электродами или на поверхности одного из электродов. В измерениях временной зависимости удельной электропроводности генерируемой плазмы варьировались напряжение на электродах и длина разрядного промежутка. На начальной стадии протекания тока удельная электропроводность достигала величины 10^5 (Ом·м)⁻¹. Столь высокая проводимость плазмы бесселева пучка и отсутствие задержки при возникновении электрического тока практически не зависят от напряжения, приложенного к разрядному промежутку, и реализуются в слабых электрических полях, далеких от напряжения самопробоя. Указанные особенности могут быть использованы при разработке быстродействующих коммутационных устройств с лазерным управлением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05–08–50238).

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОГО X-ПИНЧА НА СИЛЬНОТОЧНОМ ГЕНЕРАТОРЕ С-300

*Черненко А.С.^{*1}, Ананьев С.С.¹, Бакшаев Ю.Л.¹,
Бартов А.В.¹, Блинов П.И.¹, Брызгунов В.А.¹,
Данько С.А.¹, Журунашвили А.И.¹, Зеленин А.А.¹,
Казаков Е.Д.¹, Калинин Ю.Г.¹, Кингсен А.С.¹,
Королёв В.Д.¹, Мижирецкий В.И.¹, Смирнова Е.А.¹,
Устров Г.И.¹, Щагин В.А.¹, Пикуз С.А.², Романова В.М.²,
Шелковенко Т.А.², Ткаченко С.И.³*

¹РНЦ КИ, ²ФИАН, ³ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**chernenko@dap.kiae.ru*

На установке С-300 (3 МА, 0.15 Ом, 100 нс) [1], была выполнена серия экспериментов по исследованию динамики плазмы при сжатии X-пинча при токах до 2.3 МА. В экспериментах использовались многопроволочные X-пинчи одинакового размера (длина 10 мм, ширина основания 6 мм) из различных материалов и различной массы.

Анализ полученных результатов позволяет заключить, что в диапазоне значений токов установки С-300 можно говорить о выполнении скейлинга [2], в соответствии с которым для хорошего сжатия и образования излучающей горячей точки с высокими параметрами погонная масса нагрузки X-пинча m_{exp} должна коррелировать с разрядным током ($m_{theor} \sim m_s I^2$, где $m_s = 3$ мг/см).

При этом в данной серии экспериментов генерация излучения Х-пинча зарегистрирована в диапазоне значений параметра m_{exp}/m_{theor} от 0.63 до 1.5.

Работа поддержана контрактом «Лаборатории «Сандия» – РНЦ «Курчатовский институт» № 707492 и грантами «Научная школа» НШ-5819.2006.2 и РФФИ 05-02-17532.

1. Chernenko A.S. et al. // Proc. Of the 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Prague, 1996, P. 154.
2. Sinars D. et al. // Wire Array Workshop, Battle, UK, April 2–5, 2007.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ Х-ПИНЧА ПРИ ТОКАХ ДО 2 МА

*Ананьев С.С.*¹, Бакшаев Ю.Л.¹, Бартов А.В.¹,
Блинов П.И.¹, Брызгунов В.А.¹, Данько С.А.¹,
Зеленин А.А.¹, Казаков Е.Д.¹, Калинин Ю.Г.¹,
Кингсеп А.С.¹, Королёв В.Д.¹, Смирнова Е.А.¹,
Устров Г.И.¹, Черненко А.С.¹, Пикуз С.А.²,
Романова В.М.², Шелковенко Т.А.²*

¹РНЦ КИ, ²ФИАН, Москва

*ananss@dap.kiae.ru

В данной работе приведены результаты экспериментов, проведенные на установке С-300 по исследованию особенностей физических процессов в многопроволочном Х-пинче из различных материалов на уровне тока 2 МА. Подобные исследования интересны как с точки зрения изучения уникального источника горячей плотной плазмы, так и возможности создания уникально ярких источников рентгеновского излучения.

Информация о динамике плазмы при сжатии Х-пинча в экспериментах была получена с систем электронно-оптической регистрации объектов в видимом диапазоне как в хронографическом, так и в кадровом режимах съемки с временным разрешением.

Измерение временного хода рентгеновского излучения в различных спектральных диапазонах велось с помощью сцинтилляционных детекторов на основе коаксиальных фотоэлементов и фотоэлектронных умножителей, вакуумных и различных полупроводниковых диодов с фильтрами.

Также использовались интегральные по времени диагностики:

трёхкадровая камера-обскура, строящая изображения в рентгеновских квантах в различных диапазонах энергий; одномерная обскура-щель с набором рентгеновских фильтров, для определения размера горячих точек по размеру полутени на одномерном изображении источника; рентгеновский спектрограф на выпуклом кристалле слюды для регистрации характеристического спектра излучения ионов плазмы.

Впервые зарегистрировано и исследовано жесткое рентгеновское излучение X-пинча в диапазоне энергий квантов до 800 кэВ. В диапазоне мягкого рентгеновского излучения получена яркость излучения до 4×10^{13} Вт/см² ср: 138 ГВт при размере горячей точки ~ 100 мкм.

Обнаружен эффект кратковременного «зажигания» ярких излучающих областей в межэлектродном зазоре.

Работа поддержана контрактом «Лаборатория “Сандия”» — РНЦ «Курчатовский институт» № 707492 и грантом «Научная школа» НШ-5819.2006.2.

К ИДЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МИКРО- И НАНОДИСПЕРСНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ СЖИМАЮЩИХСЯ ПЛАЗМЕННЫХ ЛАЙНЕРОВ

Захаров С.В. , Смирнов В.П.*

РНЦ КИ, Москва

**zakharov@eppra.org*

Сжимающиеся лайнеры в сильноточных наносекундных электрических генераторах являются на сегодняшний день наиболее мощными лабораторными источниками теплового рентгеновского излучения. Однако дальнейшее наращивание эффективной температуры излучения и его удержания в целях ИТС и ФВПЭ требует контролируемого распределения массы вещества в лайнерах, их геометрии и состава. Ввиду малой массы лайнеров (миллиграммы вещества) и принципиальной неустойчивости процесса сжатия даже наиболее продвинутые проволочные лайнеры, по-видимому, исчерпали свои возможности, дальнейшее увеличение плотности проволочек в сборке при уменьшении их единичной массы не ведет к существенному улучшению из-за специфики динамики сублимации токнесущих проволочек в коллективном магнитном поле. Проблему могло бы решить применение микро– или нано–порошков, встроенных в проводящую поддерживающую структуру, при создании условий для образования из нее хорошо проводящей плазмы и сублимации порошков ее излучением. В работе обсуждаются оптимальные параметры структур и основные физиче-

ские процессы при формировании пыле–плазменной оболочки, ее гомогенизации и сжатии. Представлены результаты моделирования.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФАЗОВО-КОНТРАСТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

*Гасилов С.В.*¹, Фаенов А.Я.¹, Пикуз Т.А.¹, Калегари Ф.²,
Стажира С.², Воцци К.², Нисоли М.²*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ²МилПИ, Милан, Италия*

**sergei.gasilov@gmail.com*

Источники рентгеновского излучения с пространственной когерентностью важны для изучения, поскольку они позволяют визуализировать микро- и нанометровые особенности объектов за счет методов фазового контраста. В настоящее время основными источниками рентгеновского излучения, обладающими пространственной когерентностью, и широко используемыми в биологии, материаловедении и других приложениях, являются синхротроны. Однако, синхротроны дороги и сложны в эксплуатации, поэтому в настоящее время идет активное изучение компактных и сравнительно дешевых источников рентгеновского излучения на основе фемтосекундных лазерных установок. Лазерная плазма с ультракоротким временем жизни (УП), образующаяся при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью, эффективно генерирует мягкое рентгеновское излучение в диапазоне от 20 до 1000 эВ, которое в отличие от жесткого рентгеновского излучения позволяет разрешить детали нанообъектов [1, 2]. Стоит отметить, что получение синхротронного излучения в указанном выше диапазоне связано со значительными техническими трудностями. Еще одним преимуществом УП источника мягкого рентгеновского излучения является его маленький размер 5–30 мкм, что улучшает пространственную когерентность источника.

В данной работе исследовались свойства пространственной когерентности УП источника. Показано, что мягкое рентгеновское излучение УП может быть использовано для различных приложений по интроскопии микро и нанообъектов.

1. F. Calegari, S. Stagira, C. D'Andrea, G. Valentini, C. Vozzi, M. Nisoli, and S. De Silvestri, L. Poletto and P. Villoresi, A. Faenov and T. Pikuz.

- // App. Phys. Lett. 2006. V. 89. 111122.
2. F. Calegari, G. Valentini, C. Vozzi, E. Benedetti, J. Cabanillas-Gonzalez, A. Faenov, S. Gasilov, T. Pikuz, L. Poletto, G. Sansone, P. Villoresi, M. Nisoli, S. De Silvestri, and S. Stagira. // Opt. Lett. 2007. V. 32. 2593–2595.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ КОНИЧЕСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ЛАЙНЕРОВ

*Гасилов В.А.¹, Дьяченко С.В.*¹, Ольховская О.Г.¹,
Болдарев А.С.¹, Карташева Е.Л.¹, Грабовский Е.В.²,
Сасоров П.В.³, Александров В.В.², Митрофанов К.Н.²,
Олейник Г.М.², Грицук А.Н.², Грибов А.Н.²*

¹ИММ РАН, Москва, ²ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк,

³ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва

*dyachenko.sergey@gmail.com

В работе рассмотрены результаты численных расчетов проводимых на установке АНГАРА-5-1 (ТРИНИТИ) экспериментов по электродинамической имплозии вольфрамовой плазмы, образующейся при взрыве конических проволочных сборок (лайнеров). Сжатие осуществлялось в режиме Z-пинчевого разряда при токах разряда 2–3 МА и временах нарастания до максимума около 100 нс. Численное моделирование осуществлено в двумерном двухтемпературном одножидкостном приближении посредством разработанного в ИММ РАН радиационно-магнитогидродинамического кода MARPLE, работающего на неструктурированных треугольных сетках. Использовались аналитические и табличные коэффициенты переноса и уравнения состояния для вольфрама. Перенос лучистой энергии рассчитывался сеточно-характеристическим методом. Была использована модель затянутого плазмообразования (плазменного прекурсора). Проведено сравнение расчетных и экспериментальных профилей мощности выхода рентгеновского излучения и напряжения на нагрузке для ряда выстрелов на АНГАРЕ, отличающихся друг от друга изменениями в геометрии установки (добавление конической вставки на катоде, добавление цилиндрического выреза в аноде). Численные расчеты подтвердили гипотезу, что катодная вставка позволяет избежать сильного разрежения плазмы у катода с формированием перетяжки, забирающей значительную энергию из разряда. Продемонстрировано влияние варьирования функции скорости плазмообразования $\frac{dm}{dt}$ на резуль-

таты расчетов. Откалиброванная и протестированная на конических сборках программа в дальнейшем может быть использована для проведения серийных численных расчетов имплозии квазисферических лайнеров с целью оптимизации параметров экспериментальной установки. Авторы признательны компании Нейрок Техсофт (г. Троицк) за предоставленную вычислительную технику.

ПРОТОННО-РАДИОГРАФИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЯ ТВН-ИТЭФ

*Колесников С.А.*¹, Голубев А.А.², Демидов В.С.²,
Демидова В.Е.², Кац М.М.², Марков Н.В.², Смирнов Г.Н.²,
Туртиков В.И.², Фертман А.Д.², Шарков Б.Ю.²,
Дудин С.В.¹, Минцев В.Б.¹, Уткин А.В.¹, Фортвов В.Е.¹*

¹ИИХФ РАН, Черноголовка, ²ГНЦ РФ ИТЭФ, Москва

*ksa@icp.ac.ru

Метод протонной радиографии предоставляет уникальные возможности для получения прямой информации о важных материальных характеристиках плотных оптически непрозрачных объектов в условиях быстропротекающих процессов.

Первые эксперименты по протонной радиографии с использованием системы построения изображения на основе магнитных квадрупольных линз в России были проведены в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) на ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ на пучке протонов с энергией 800 МэВ. Банчевая структура пучка ускорителя позволяет проводить диагностику объекта в четыре момента времени с интервалом 250 нс и обеспечивает исследование процессов, происходящих со скоростями до 20 км/с. Достигнутое в экспериментах разрешение установки по резкой границе плотности объекта 30 г/см^2 — не хуже 500 мкм.

В настоящее время в ИТЭФ совместно с ИИХФ РАН ведутся работы по созданию протонно-радиографического комплекса для исследования ударно-волновых и детонационных процессов в конденсированных веществах. С целью улучшения пространственного разрешения существующей установки проведена модернизация системы магнитной оптики, включающая в себя конструирование обеспечивающего увеличение протонного изображения объекта «протонного микроскопа». Показано, что теоретическое разрешение данной системы для медного объекта толщиной 5 мм может достигать ~ 50 мкм. Для проведения

взрывных экспериментов разработана специальная герметичная камера высокого давления.

Осуществляется подготовка к проведению динамических экспериментов по регистрации структуры детонационной волны в прессованном ТНТ (тринитротолуол) и других ВВ. Проведены статические радиографические эксперименты с имитатором детонирующего заряда ВВ; получены изображения имитатора с временным разрешением до 10 нс.

Работа поддерживается грантами РФФИ 07–02–01396-а, INTAS 1000012–8707, контрактом РОСАТОМ Н.4д.47.19.07.602 и программой Президиума РАН № 09.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ИНТЕНСИВНЫМИ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Григорьев Д.А. , Ким В.В., Ломоносов И.В.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**grad@fcr.ac.ru*

Поведение водорода в условиях экстремально высоких давлений и температур всегда представляло повышенный интерес [1]. Это связано с тем, что сильно сжатая плазма водорода является одним из наиболее распространенных состояний вещества, которое определяют эволюцию звезд и планет гигантов Солнечной системы. Основной целью работ по сжатию до сверхвысоких давлений изотопов водорода, таких как дейтерий и тритий, является управление термоядерным синтезом с инерционным удержанием, а также получение высокотемпературного сверхпроводника — металлического водорода.

В настоящей работе было проведено численное моделирование процесса сжатия дейтерия с помощью пучков тяжелых ионов. Постановка эксперимента представляла собой классическую схему LAPLAS [2], где обжатия образца свинцовой оболочкой происходит в результате нагрева ее кольцевым интенсивным пучком ионов урана. В расчетах использовалось уравнение состояния дейтерия SESAME и для свинца [3]. В результате расчетов были произведены оценки геометрии мишени и мощности пучка урана для сжатия дейтерия до давления 150–200 ГПа.

1. Трунин Р. Ф., Борисков Г. В. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 67. Вып. 7. С. 90–102.
2. Tahir N. A., Hoffmann D. H. H., et al. // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 016402.

3. Бушман А. В., Ломоносов И. В., Фортов В. Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИШЕНЕЙ, ПРЕДЛОЖЕННЫХ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ АНТИПРОТОНОВ

*Матвейчев А.В.*¹, Шутлов А.В.¹, Тахур Н.А.²*

¹ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия, ²GSI, Darmstadt, Germany

**matveichev@fcp.ac.ru*

Генерация антипротонов и их последующая аккумуляция для различных применений является одной из актуальных задач международного проекта FAIR. Мишень для генерации антипротонов представляет собой тонкий иридиевый стержень (длина – 6 см, диаметр – 2 мм), заключенный в оболочки из углерода и алюминия толщиной 1 см. При многократном использовании такой мишени встает вопрос о ее сохранности после взаимодействия с пучком протонов.

Для оценки возможности повторного использования мишени было проведено численное моделирование взаимодействия пучков протонов с энергией 29 ГэВ/протон различной интенсивности и геометрии со сборкой, описанной выше. Моделирование проводилось в двумерной осесимметричной постановке методом Годунова и методом «конечно-размерных частиц в ячейке» с учетом упруго-пластических и прочностных свойств материалов. Упруго-пластическое поведение вещества описывалось идеальной моделью пластичности. Разрушение – кинетической моделью роста пор. Коэффициенты моделей для металлов подбирались по результатам экспериментов по измерению скорости свободной поверхности. Параметры углерода варьировались в пределах существующих в открытой печати данных. Для проверки корректности двумерного приближения также был проведен трехмерный расчет, который не показал значительного отклонения от двумерного осесимметричного поведения мишени после энерговыклада. В качестве условия сохраняемости было принято отсутствие пластического течения в мишени, поскольку таковое приводит к необратимому изменению размеров и свойств материала.

Проведены расчеты со следующими геометриями и мощностями пучка: полуширина – 2 мм, 1.5 мм, 1 мм; количество протонов в пучке – $4 \cdot 10^{13}$, $2 \cdot 10^{13}$. В шести вариантах пучек имел параболический временной профиль продолжительностью 25 нс, в одном – состоял из 5 групп продолжительностью 20 нс с задержкой между группами 110 нс.

Профили энергоклада рассчитывались при помощи пакета FLUKA, основанного на методе Монте-Карло. В шести расчетах учитывался только энергоклад в иридий, в одном — также и энергоклад в графит.

Моделирование показало, что пластическое течение возникает в графите и иридии при любом из исследованных вариантов комбинаций геометрии и интенсивности пучка, что говорит о необходимости поиска других вариантов конструкции мишени, а также оптимизации интенсивности пучка.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАХОВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ УДАРНЫХ ВОЛН, СОЗДАВАЕМЫХ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Шутов А.В. , Жарков А.П.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**shutov@fcr.ac.ru*

В настоящей работе 2D кодом BIG2 [1] с использованием широкодиапазонных УРС [2] и данных по тормозной способности ионов из кода SRIM [3] проведено численное моделирование генерации маховских конфигураций ударных волн в металлических мишенях для получения и исследования экстремальных состояний вещества.

Исследовано развитие волновой картины маховского отражения в мишени конструкции [4], состоящей из металлического цилиндра, заключенного в более жесткую металлическую оболочку. В оболочке под воздействием мощного пучка тяжелых ионов создается сходящаяся коническая УВ, в результате отражения которой в цилиндрическом образце образуется протяженная и достаточно однородная область сильно сжатого металла с параметрами, представляющими интерес для исследований экстремальных состояний вещества.

В дополнение к применяемой для достижения экстремальных состояний вещества электромагнитной фокусировке пучка, степень которой ограничивается объемным зарядом и, как следствие, для повышения параметров ударного нагружения образца требуется повышение энергии ионов, предлагаемая схема может рассматриваться как способ дополнительной гидродинамической фокусировки энергии, выделившейся при торможении пучка, в область внутреннего цилиндра экспериментальной сборки.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ № 06–02–04011-ННИОа; программ президиума РАН «Математическое моделирование

и интеллектуальные системы», «Теплофизика экстремальных состояний вещества».

1. V.E.Fortov, B.Goel, C-D.Munz, A.L.Ni, A.V.Shutov, O.Yu.Vorobiev // Numerical Simulations of Nonstationary Fronts by Godunov Method in Moving Grids, Nucl. Sci. and Eng.,1996. 123. 169–189
2. А.В.Бушман, И.В.Ломоносов, В.Е.Фортв. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.
3. J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark The Stopping and Range of Ions in Solids, Pergamon Press, New York, 1985
4. Жарков А.П., Крюков Б.П., Шутов А.В.,Использование эффекта двойного махового отражения для генерации мощных ударных волн в металлах // Физика экстремальных состояний вещества-2004 / Под ред. Фортва В.Е. и др., Черноголовка, ИПХФ РАН, 2004, 110–112

**УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ЧИСЛЕННЫЙ КОД
ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО
ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ
ТОНКОСТЕННЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ТЕПЛОВОМ
И МЕХАНИЧЕСКОМ ДЕЙСТВИЯХ ИЗЛУЧЕНИЙ
И ЧАСТИЦ**

*Бакулин В.Н.¹, Бугай И.В.^{*2}, Острик А.В.³*

¹*ИПРИМ РАН, Москва,* ²*МАИ, Москва,* ³*ИПХФ РАН, Черноголовка*
**bug@zmail.ru*

Несмотря на многообразие физических процессов и эффектов, сопровождающих воздействие интенсивных потоков излучений и частиц различной физической природы, разрушение тонкостенных конструкций происходит, в большинстве случаев, в результате нагрева, изменения толщины при уносе и отколах, а также под действием нестационарного давления, формирующегося на поверхности конструкции. В соответствии с этим для исследования прочности конструкций требуется решение задач в двух относительно независимых направлениях: расчета параметров теплового (профили температуры и уносы) и механического (отколы и параметры нестационарного давления) действий интенсивных потоков излучений и частиц; численного моделирования деформирования и разрушения неравномерно нагретой тонкостенной конструкции с переменной (вследствие неравномерности уноса и толщин отколов) толщиной под действием нестационарной нагрузки.

В работе предлагается универсальный численный код для второго направления исследований. Под универсальностью здесь понимается, во-первых, обеспечение возможности считать разнообразные составные многослойные тонкостенные конструкции, отличающиеся структурой (составом пакета по толщине), формой и подкрепляющим набором, во-вторых, включение в состав кода различных моделей оболочки (гипотеза Кирхгофа-Лява, Тимошенко и т.д.), деформирования и разрушения материалов слоев.

В коде используется неявная конечно-разностная схема в сочетании с методом расщепления по пространственным переменным. Получающаяся нелинейная система большого числа конечно-разностных уравнений линеаризуется методом Ньютона и решается с помощью матричной прогонки с выбором главного элемента по столбцу, которая теоретически корректна для любой определенной системы линейных уравнений (в отличие от обычной прогонки не требует выполнения практического критерия «диагонального преобладания»).

Полученные результаты численного моделирования упруго-пластического деформирования неравномерно нагретых многослойных оболочек под действием внешнего нестационарного давления позволяют сделать вывод о применимости предлагаемого численного метода к широкому классу задач динамики и разрушения тонкостенных конструкций.

ПРЕДЕЛЬНОЕ ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИМПУЛЬСНОГО НЕЙТРОННОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Иванов М.И., Александрин С.Ю., Даниленко К.Н.,
Костин А.Б., Москвичёв В.А., Сущенко А.Н.*

НИИИТ, Москва

**aleksandrin_s@rambler.ru*

Для регистрации импульсного нейтронного и гамма-излучения электрофизических и лазерных термоядерных установок с длительностью импульса 10^{-9} – 10^{-8} с, особенно при использовании времяпродолетных методик, необходимы высокочувствительные детекторы с предельно высоким временным разрешением. В связи с этим нами были исследованы основные характеристики макетов детекторов на основе субнаносекундных ФЭУ разработки НИИИТ типа СНФТ18 ($t < 1$ нс) и СНФТ20 ($t < 0.6$ нс), а также ФЭУ типа Hamamatsu H1949-51

($t < 1.3$ нс) в сочетании с различными типами «быстрых» сцинтилляторов и радиатора Черенкова из оргстекла при различных условиях светосбора.

В качестве сцинтилляторов использовались СПС-Б16 и СПС-Б18 разработки СФТИ г. Сухуми (в настоящее время не выпускаются), ПС-Б2 разработки ИФТП г. Дубна (выпускаются серийно) и монокристалл ВаF₂ размером 50x100 мм с различными типами покрытия их поверхности, в условиях полного оптического контакта (ОК) с фотокатодом ФЭУ и без полного ОК. Исследовались импульсные характеристики ФЭУ и детекторов, а также токовая чувствительность детекторов к гамма-квантам изотопа ⁶⁰Со. Импульсные характеристики ФЭУ измерялись с помощью полупроводникового лазера Hamamatsu PLP-10 с длительностью светового импульса менее 0.1 нс, импульсные характеристики детекторов с различными типами сцинтилляторов и радиаторов измерялись путем регистрации детектором ливней космического излучения, полоса пропускания тракта регистрации составляла 7 ГГц.

Как показали результаты исследований, определяющий вклад во временное разрешение детекторов дает условие светособирания из объема сцинтиллятора (или радиатора) на фотокатод ФЭУ. Предельные значения временного разрешения (но и соответственно наименьшая чувствительность) получены при измерениях с детектором на основе ФЭУ типа СНФТ20 в сочетании с «черными» СПС-Б18 (не более 1.3 нс) и радиатором из оргстекла (менее 1 нс) при амплитуде импульсов тока не более 0.5 А. Значения временного разрешения и чувствительности для «черных» сцинтилляторов практически не зависят от наличия полного ОК с фотокатодом. Для «белых» сцинтилляторов наличие полного ОК повышает чувствительность детектора в 1.6 раза, при этом временное разрешение сокращается в среднем на 15%. Окраска сцинтилляторов белой эмалью повышает световыход примерно в 5 раз по сравнению с черной, но при этом увеличивает временное разрешение более чем на 2 нс. Детектор на основе ФЭУ «Hamamatsu» по временному разрешению примерно в 2 раза уступает детекторам на основе ФЭУ типа СНФТ, но более чем на 2 порядка превышает их по чувствительности.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ БРОНЕЗАЩИТНЫХ СВОЙСТВ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ

*Вебера И.И.*¹, Поболь И.Л.¹, Голковский М.Г.²*

¹ФТИ НАНБ, Минск, Беларусь,

²ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия

**vanya_vegera@rambler.ru*

Важнейшей задачей при разработке бронезащитных материалов с повышенным уровнем специальных свойств является создание структуры с высоким комплексом характеристик, включающим сопротивление пробитию, живучесть, умеренный вес, долговечность и др. Появление новых высокоскоростных средств поражения, обладающих повышенной кинетической энергией, ставит задачу создавать комплексную защиту по возможно большей поверхности тела по высокому классу защиты. Для изготовления защитных элементов в настоящее время широко применяются высокопрочные стали, титановые и алюминиевые сплавы, керамика и синтетические материалы, причем используются они как в виде монолитных материалов, так и многослойных композиционных материалов с градиентной структурой. В ФТИ НАН Беларуси и ИЯФ СО РАН создан целый ряд технологий получения гетерогенных материалов на основе сталей и титановых сплавов с повышенным уровнем спецсвойств. Однако появление новых видов высокоскоростных инденторов с термоупрочненными или твердосплавными сердечниками требует создания материалов, лицевой слой которых имел бы высокую твердость и прочность. Наиболее перспективным направлением создания таких гетерогенных структур является нанесение композиционных покрытий, включающих керамическую составляющую, например, из оксидов алюминия или титана, карбидов кремния, вольфрама и др. на титановые сплавы. Для достижения оптимальной толщины и гомогенности данных покрытий нами применяются высокоэнергетические методы их нанесения, в том числе с использованием электронно-лучевых технологий. Электронно-лучевой нагрев позволяет получать покрытия требуемой толщины (вплоть до нескольких миллиметров) при обработке основного материала как в условиях вакуума, так и при атмосферном давлении. При этом применяются варианты наплавки и обработки предварительно нанесенных на основу покрытий.

ЭРОЗИЯ МИКРОВЫСТУПА НА ПОВЕРХНОСТИ МЕДНОГО ОБРАЗЦА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ПУЧКА

*Блейхер Г.А., Кривобоков В.П., Степанова О.М.**

ТПУ, Томск

**omsa@tpu.ru*

Мощные импульсные пучки заряженных частиц используют для модифицирования поверхности твердых тел и выравнивания ее рельефа. Их технологическое применение основано на способности производить эрозию облучаемого материала. Под действием пучка происходит высокоскоростной нагрев мишени до температур плавления и испарения, результатом чего является эрозия поверхности [1].

Подробное изучение тепловых и эрозионных процессов, протекающих в тонких приповерхностных слоях за короткий промежуток времени, возможно только с помощью численного моделирования. Процесс испарения микровыступа описан на основе решения двумерного уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах с учетом потерь тепла на фазовые переходы. Скорость фронта испарения рассчитывалась согласно двухфазной модели испарения [1].

Исследована эрозия выступа на поверхности меди при облучении ионами углерода с длительностью импульса 100 нс. Отмечено уменьшение высоты пика на 50% в течение 5 импульсов при облучении ионами с энергией 300 кэВ и плотностью тока 400 А/см². Это связано с тем, что вследствие разной скорости теплоотвода интенсивность испарения на пике и во впадине рельефа различна. Толщина удаляемого слоя Z_{evap} на пике в несколько раз превышает Z_{evap} во впадине.

С ростом плотности тока J замечено влияние эффекта экранировки поверхности образующимися парами на равномерность процесса испарения выступа. С увеличением J интенсивность эрозии возрастает. При этом из-за неравномерности теплообмена в разных точках пика максимальное количество вещества испаряется не из самой вершины выступа, а на некотором расстоянии от нее. И как следствие этого происходит незначительное заострение пика. Данное обстоятельство следует учитывать при выборе параметров пучка для уменьшения шероховатости поверхности.

1. Блейхер Г.А., Кривобоков В.П., Пашенко О.В. Тепломассоперенос в твердом теле под действием мощных пучков заряженных частиц. Новосибирск: Наука, 1999. – 176 с.

МОДЕЛЬ ПРОПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛА ТОНКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ С ЭНЕРГИЕЙ 20–150 кэВ

Кайдалов А.А.

ИЭС НАН Украины, Киев, Украина

ictm2001@ukr.net

Основной задачей в теории лучевых методов сварки является создание достоверной физической модели процесса сварки.

При воздействии на материал сварочного электронного пучка невысокой плотности мощности ($10^4 - 10^5$ Вт/см²) процесс лучевой сварки подобен процессу электродуговой сварки. Он применяется при толщине свариваемого металла не более 3 мм. Повышение плотности мощности электронного пучка приводит к развитию интенсивного испарения материала. Давление отдачи паров, покидающих зону плавления, формирует пародинамический канал на всю глубину ванны. Эффективный КПД нагрева электронным пучком при сварке возрастает до 90–99%.

Расчет теплового потока, излучаемого из пародинамического канала при глубоком проплавлении, произведенный на основании экспериментальных данных, показывает, что потери на тепловое излучение не превышают 1%.

Исходя из закона сохранения энергии для элемента поверхности канала при сварке электронным пучком за малый промежуток времени получены дифференциальные уравнения линии симметрии передней стенки канала для различных положений минимального сечения пучка с гауссовским распределением плотности мощности. Из численных расчетов по ним следует, что максимальная глубина проплавления достигается при фокусировке электронного пучка на уровень 63.7–73.4% от значения максимальной глубины проплавления.

На основании рассчитанных зависимостей определены требования к точности фокусировки электронного пучка, а также к его конфигурации. Для достижения возможно большей глубины проплавления необходимы пучки с возможно меньшими углами сходимости. Найдены значения минимально необходимых углов сходимости электронных пучков: они не должны превышать $10^{-2} - 10^{-3}$ рад в зависимости от мощности и радиуса его минимального сечения.

Данная модель описывает предельное проплавление электронным пучком. Точность представленной модели для сварки горизонтальным электронным пучком, когда влияние движения расплава минимально, составляет величину 5–10% в зависимости от режима сварки.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

*Пикалов Г.Л., Кисеев С.В.**

12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад

**skit@tsinet.ru*

Воздействие нейтронов на электронную аппаратуру принято характеризовать сравнением энергии нейтронного излучения, поглощенной в процессах структурного повреждения вещества, к потоку нейтронов с энергиями более 0.1 МэВ. Следовательно, коэффициент эффективности воздействия нейтронов реактора (K_{eff}) относительно другого источника определяется как отношение эффективностей сравниваемых источников:

$$K_{eff} = \frac{(\Phi_{>0.1}/\Phi_{full})^s \int_{0.5eV}^{10MeV} \phi(E)^r g_n(E) \partial E}{(\Phi_{>0.1}/\Phi_{full})^r \int_{0.5eV}^{10MeV} \phi(E)^s g_n(E) \partial E}, \quad (1)$$

где $\phi(E)^r$ и $\phi(E)^s$ — спектры нейтронов реактора и другого источника, соответственно; $g_n(E)$ — зависимость удельной поглощенной дозы нейтронов от энергии (E), рад/н.; $\Phi_{>0.1}/\Phi_{full}$ — доля нейтронов с $E > 0.1$ МэВ в полном потоке нейтронов (с энергиями от 0.5 эВ до 10 МэВ).

Значения K_{eff} для различных типов реакторов и основных полупроводниковых материалов, используемых в изделиях электронной техники (Si, Ge, GaAs и SiO₂), приведены в нормативных документах только для так называемой опорной точки поля, аттестованной метрологической организацией. На реакторах типа ПРИЗ (с отражателем нейтронов) опорное поле создано на расстоянии (R) 1 м от активной зоны реактора. Однако не всегда удаётся разместить испытываемую аппаратуру (особенно габаритную) в опорных полях. На больших расстояниях спектр нейтронов сильно трансформируется из-за большого вклада рассеянного излучения.

Соотношение (1) можно значительно упростить, если использовать зависимости: $f(R) = (\Phi_{>0.1}/\Phi_{full})_{r.p.}/(\Phi_{>0.1}/\Phi_{full})_R$, $z(R) = (\Phi_{scat}/\Phi_{full})_R$, определенные по результатам предварительных измерений потока нейтронов с энергиями более 0.1 МэВ ($\Phi_{>0.1}$), потока

рассеянных нейтронов (Φ_{scat}) и полного потока нейтронов (Φ_{full}).

$$K_{eff}^R = K_{eff}^{r.p.} \times f(R) \times \frac{g_n^{scat} z_R + g_n^{pr} (1 - z_R)}{g_n^{scat} z_{r.p.} + g_n^{pr} (1 - z_{r.p.})},$$

где $K_{eff}^{r.p.}$ — коэффициент относительной эффективности нейтронов.

ИСКАЖЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В МИКРОСХЕМАХ ПАМЯТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Янковский Б.Д.*¹, Едлин М.Ю.², Янковская Е.Б.³*

¹ОИВТ РАН, ²ФГУП «ВНИИОФИ», ³МЭИ, Москва

*yiy2004@mail.ru

Исследовано влияние различных факторов на состояние информационного содержания микросхем ПЗУ AT28C64 и карт памяти mSD и SD при воздействии коротких импульсов электромагнитного поля. Предварительно в микросхемы памяти зашивали исходный цифровой файл в двоичном коде. После включения питания на микросхемы от излучателя подавали серию электромагнитных импульсов. Затем с помощью специализированного программатора фирмы AllMax микросхему ПЗУ AT28C64, а карты памяти mSD и SD с помощью средств ОС LINUX проверяли на изменение внутреннего содержания исходного файла. Установлено несоответствие данных по конкретным адресам микросхемы. Затем микросхемы памяти подвергали воздействию электромагнитных импульсов в составе работающих аудио- и видеоустройств. В докладе приведены данные о влиянии электромагнитных импульсов на искажение информации в микросхемах памяти.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ТЕРМОРАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКООТРАЖАЮЩИХ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Дождиков В.С.*¹, Петров В.А.², Степанов С.В.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МИРЭА, Москва

**vdozh@mail.ru*

Проведены экспериментальные исследования спектральной излучательной способности плоских образцов различной толщины из перспективных полупрозрачных высокопористых теплоизоляционных материалов на основе оксидов кремния и алюминия. Измерения проводились модифицированным методом падающей печи и скоростной спектроскопии. Оптические свойства — эффективный коэффициент поглощения и коэффициент диффузии излучения — рассчитывались численно на основе решения обратной задачи переноса излучения с использованием диффузионной модели и полученных данных по излучательной способности. Модернизация метода падающей печи связана, прежде всего, с необходимостью измерения малых значений излучательной способности в спектральной области слабого поглощения.

Получены экспериментальные данные по спектральной нормальной излучательной способности керамики из микробаллонов оксида алюминия двух плотностей: КМБ-0.44 плотностью 440 кг/м³ и КМБ-1.1 плотностью 1100 кг/м³ в диапазоне температур от 1080 до 1880 К и волокнистой кварцевой теплоизоляции ТЗМК-10 в диапазоне температур от 1080 до 1480 К и на их основе в спектральной области прозрачности каждого материала рассчитаны данные по эффективному коэффициенту поглощения и коэффициенту диффузии излучения.

Используя полученные данные по оптическим свойствам, рассчитан важнейший для тепловой защиты от интенсивных потоков излучения параметр — спектральная отражательная способность исследованных материалов.

Проведен анализ влияния оптических свойств исходных веществ (оксидов кремния и алюминия) на оптические свойства исследованных теплоизоляционных материалов.

О БЕСКОНТАКТНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ИСТИННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЪЕКТА ПРИ СУБСЕКУНДНОМ НАГРЕВЕ

Русин С.П.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

spru7in@iht.mpei.ac.ru

При определении теплофизических свойств материалов с помощью резистивного нагрева сам нагрев осуществляется в субсекундные интервалы времени, причём, в каждый фиксированный момент времени необходимо знать истинную (термодинамическую) температуру свободно излучающего объекта исследования. Полагается, что в один и тот же момент времени с помощью мегапиксельного матричного фотоприёмника и дифракционной решётки регистрируется тепловое излучение объекта при нескольких заданных длинах волн. Полагается также, что температура и значения спектральной излучательной способности непрозрачного объекта при указанных длинах волн в начальный момент времени известны. Требуется определить температуры и излучательные способности в последующие моменты времени при условии, что функцию излучательной способности в рассматриваемом интервале температур и длин волн можно аппроксимировать отрезком ряда Тейлора. Поскольку длины волн, при которых регистрируется излучение, фиксированы в процессе всего эксперимента, в нашем случае, излучательная способность материала будет зависеть только от температуры. В качестве примера для металлов типа вольфрама, тантала, молибдена, оптические свойства которых известны из справочной литературы, в режиме «квазиреального эксперимента» проведён анализ точности определения температур и оптических свойств материалов при использовании предлагаемого подхода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 07–08–00708.

ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРНОЙ МИШЕНИ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИОННОЙ ДЕСТРУКЦИИ

Шеманин В.Г., Райбул С.В., Воронина Э.И.*

НПИ КубГТУ, Новороссийск

**vshemanin@nbkstu.org.ru*

Детальное изучение механизма и динамики лазерного плазмообразования на полимерной мишени в диапазоне плотности энергии лазерного импульса до 100 Дж/см^2 необходимо для исследования самой абляционной деструкции полимеров, инициированной мощным лазерным излучением [1]. В работе [1] были измерены значения пороговой плотности энергии лазерного импульса длительностью 10 нс на длине волны 1064 нм для различных полимерных образцов.

Поэтому целью настоящей работы является численное моделирование временного и пространственного распределения температуры поверхности пленки от плотности энергии падающего излучения при лазерной абляции выбранных полимерных мишеней.

Решение уравнения теплопроводности при допущении отсутствия конвективных и радиационных потерь для кругового источника с гауссовым поперечным профилем плотности энергии было получено интегрированием мгновенных точечных источников различной интенсивности в некоторой области для лазерного импульса, форма которого имеет временную зависимость типа функции Гаусса. При численном решении этого уравнения для различных полимерных мишеней — полиэтилена высокого давления, эпоксидного компаунда, и синтетического каучука — с параметрами, рассчитанными по экспериментальным данным [1, 2] получены графики зависимости температуры на поверхности полимерной плёнке в центре облучаемого пятна от коэффициента теплопроводности и зависимости температуры на оси пучка от пороговой плотности энергии в лазерном импульсе. Получено, что увеличение коэффициента теплопроводности полимера ведет к уменьшению температуры в центре облучаемого пятна, что подтверждается данными в [3].

1. Efremov V. P., Privalov V. E., Skripov P. V. et al. // Proc. SPIE. 2004. V.5447. P. 234
2. Воронина Э. И., Чартий П. В., Шеманин В. Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2005. ИПХФ РАН 2005 С. 37
3. Булгаков А. В., Булгаков Н. М. // Квантовая электроника 1999 Т. 27 № 2 С. 154–158.

ОЦЕНКА ДИСПЕРСНОСТИ ИЗМЕЛЬЧАЕМОГО ПОРОШКА ИНТЕГРАЛЬНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Чартий П.В., Семенычева О.В., Чартий Р.П.,
Шеманин В.Г.*

НПИ КубГТУ, Новороссийск

**pchartiy@nbkstu.org.ru*

Степень измельчения или дисперсность различных порошкообразных материалов всегда характеризуется некоторой оптимальностью. Так, например дисперсность цемента напрямую влияет на его прочностные и стоимостные характеристики. Если помол слишком груб, то будет низкое качество цемента. Если слишком мелок, то неоправданно велики энергозатраты на его измельчение и становится значительной доля наиболее экологически вредных, мелкодисперсных частиц, выбрасываемых в атмосферу. Кроме того, для оптимального обеспечения качества цемента необходимо определенное соотношение между мелкодисперсной и крупнодисперсной фракциями. В работе [1] показано, что для контроля дисперсности цементного порошка во время его измельчения целесообразно контролировать дисперсность цементного аэрозоля в аспирационном потоке, выходящем непосредственно из зоны измельчения. Исходя из простых гипотез о характере процесса дробления, А. Колмогоров доказал, что распределение частиц по размерам асимптотически стремится по мере хода измельчения к логарифмически-нормальному закону (ЛНЗ) [2]. Установленная связь между дисперсностью аэрозоля в потоке и дисперсностью самого измельченного материала позволяет на основании полученных эмпирически параметров дисперсности аэрозоля в потоке решить обратную задачу и установить дисперсность измельченного материала. Целесообразность такого подхода обусловлена еще и тем, что зависимость фактора рассеяния от размера частиц для разных длин волн зондирующего излучения позволяет оценивать максимальное значение среднеобъемного диаметра частиц, который соизмерим с максимальной длиной волны зондирующего излучения и для ЛНЗ, являющегося одномодовым, при определенном соотношении между модой и среднеквадратическим отклонением позволяет однозначно оценить его параметры.

1. Лысенко Н.В. Руднев А.А. Семенычева О.В. Чартий Р.П. Шеманин В.Г. Определение дисперсности измельчения цемента в реальном времени. Постановка задачи. Труды 15-ой Международной научной конференции «Высокие технологии в медицине, биологии и

- геоэкологии». Абрау-Дюрсо. 2007. С. 57–60.
2. Фукс Н.А. Механика аэрозолей/ Издательство АН СССР//. М. 1955. С. 352

ОЦЕНКА СОДЕРЖАНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФАКТОРА РАССЕЯНИЯ

Чартий Р.П., Гуцол И.В., Руднев А.А., Чартий П.В.,
Шеманин В.Г.*

НПИ КубГТУ, Новороссийск

**ro_@mail.ru*

Мелкие аэрозоли в атмосферном воздухе и в воздухе рабочей зоны имеют наибольшую проникающую способность в органы дыхания и поэтому являются наиболее экологически опасными. Загрязнение воздуха рабочей зоны промышленного предприятия и прилегающей территории в основном обусловлено выбросами аэрозольных частиц самого предприятия. Поэтому необходим контроль концентрации и дисперсности частиц непосредственно в выбросах. Для этого предлагается использовать сильную спектральную зависимость фактора рассеяния в области размеров частиц соизмеримых и намного меньше длины волны зондирующего излучения. Так, при размере частиц примерно равной длине волны зондирующего излучения фактор рассеяния достигает максимума, а затем, с уменьшением размера частиц, начинает резко уменьшаться. При размере частиц больше длины волны, с его увеличением, фактор рассеяния незначительно осциллируя около некоторого тренда стремится к 2 [1]. Эти осцилляции обусловлены некоторой кратностью размеров частиц и длины волны, наиболее значительно проявляются при монохроматическом зондировании и в нашей задаче несут отрицательную нагрузку. Для их ослабления в качестве источников зондирующего излучения авторами предложено использовать светодиоды, имеющими намного больше ширину спектра излучения, чем у лазеров. Зондируя аэродисперсный поток на длине волны меньше минимального размера частиц, будем одинаково регистрировать все частицы, а, зондируя на длине волны больше минимального размера частиц, вклад в сигнал частиц с размером меньше длины волны будет значительно ниже. По разнице сигналов можно судить о доле мелкодисперсной фазы, а по ней при известном законе распределения частиц восстанавливать его параметры. Этот же подход может быть реализован, как и для оценки в реальном времени доли

мелкодисперсной фракции аэрозольных частиц в атмосферном воздухе [2], так и в воздухе рабочей зоны, что позволяет намного повысить пространственно-временное разрешение этого контроля по сравнению с традиционными методами, связанными с отбором проб.

1. Д. Дейрменджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
2. Дьяченко В.В. Чартий П.В. Шеманин В.Г. // ЛАЗЕР-ИНФОРМ. 2005. № 18. с. 7–10.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОБОИ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО ПРОСТРАНСТВА В АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

*Веремьев Н.К.¹, Веремьев К.Н.*², Фофанов Я.А.³,
Шеманин В.Г.²*

¹ООО НПФ «АВТЭК», Новороссийск, ²НПИ КубГТУ, Новороссийск,
³ИАНП РАН, Санкт-Петербург

*VeremyevKN@nross.ru

Электрические разряды в аэродисперсных средах, т.е. искровые пробои — это переходные процессы со своими различными характеристиками по структуре (стримеры, искровые пробои, дуговые пробои), по продолжительности и мощности [1].

Поэтому целью настоящей работы было исследование параметров таких переходных процессов в реальном электрофилт্রে оптически методами искровых пробоев в межэлектродном пространстве при фиксированном напряжении на электродах фильтра с регистрацией всех стадий и видов искровых пробоев [2].

В результате обработки полученной информации нами были сделаны выводы о том, что в межэлектродном промежутке возникают электрические пробои различные по своим параметрам: по продолжительности — начиная от стримеров, и заканчивая дуговыми разрядами; по мощности — от слабого перекрытия разрядного промежутка (с частичным снижением напряжения на электродах фильтра), до полного разряда накопленного заряда на электродах, вплоть до поддержания разряда от источника питания электрофилт্রে; по количеству пробоев подряд от одиночных, до серии из 3–5 пробоев, причем напряжение каждого последующего пробоя становилось ниже, чем у предыдущего.

Причиной такого разнообразия типов пробоев объясняется стохастическим распределением этих пробоев в пространстве из-за различий в свойствах аэродисперсного потока в этих точках пространства. Поэтому для выбора оптимального режима работы электрофилт্রে,

алгоритм управления должен учитывать все типы искровых пробоев при обработке исследованных переходных режимов в межэлектродном промежутке.

1. Дьяков А.Ф. и др. Физические основы электрического пробоя газов. М.: Изд. МЭИ 1999.
2. Веремьев К.Н., Веремьев Н.К., Фофанов А.Я., Шеманин В.Г. //Труды конференции «Лазеры для медицины и биологии и экологии». С.-Пб. 2006. С. 35, 36

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ С АЭРОЗОЛЬНЫМИ ОБРАЗОВАНИЯМИ

Андреевская В.Ю. , Аджиев А.Х., Зашакуев З.Т.*

ГУ ВГИ, Нальчик

**vika75_07@mail.ru*

Целью данной работы было проведение теоретических и экспериментальных исследований распространения оптического излучения в естественных и искусственных оптических аномалиях; изучение влияния, оказываемого аэрозольными аномалиями на способность оптико-электронных систем по обнаружению и распознаванию объектов; проведение исследований по оценке эффективности применения пассивных и активных оптико-электронных систем, работающих в различных спектральных диапазонах.

В поле зрения целого ряда исследователей в настоящее время находится проблема статистического обоснования взаимосвязи величины спектральных коэффициентов аэрозольного ослабления видимой и ИК-радиации с параметрами естественной атмосферы. При распространении ИК излучения в атмосфере, прежде всего, действуют два фактора экстинкции излучения: молекулярное поглощение излучения и рассеяние излучения аэрозолями. Молекулярное поглощение излучения гораздо сильнее проявляется в «окне прозрачности» в диапазоне длин волн от 8 до 12 мкм и от 3 до 5 мкм малыми газовыми компонентами атмосферы, прежде всего водяным паром и углекислым газом. В ближней ИК и видимой части спектра существенную роль играет поглощение излучения аэрозолями. Аэрозоли могут состоять из гидрометеоров, пыли, а также иметь техногенное происхождение.

Распространяясь в реальной атмосфере, оптическое излучение не только ослабляется, но также испытывает изменения своего спектрального состава. Для практического применения оптической изме-

рительной техники, равно как и для теоретических расчетов степени рассеяния и поглощения необходимо изучить свойства рассеивающей среды.

Анализ показывает, что рассеивающие и поглощающие свойства аэрозоля определяются двумя его параметрами — спектром распределения частиц по размерам и их составом, так как химический состав аэрозоля образующего вещества однозначно определяет его комплексный показатель преломления. В свою очередь, микрофизические и химические свойства аэрозоля сложным образом зависят от механизмов их образования и трансформации в атмосфере, эффективность которых во многом определяется текущим физическим состоянием окружающей среды.

О ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ И НАКЛОННЫХ ТРАССАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТЕОУСЛОВИЯХ В ГОРНОЙ МЕСТНОСТИ

Зашакуев Т.З. , Кремешков В.К., Орквасов Ю.А.,
Рагимов Э.А.*

ОАО ВЭО, Нальчик

**hmeo@rambler.ru*

Экспериментальные исследования прозрачности атмосферы на горизонтальных и наклонных трассах проведены для оценки влияния высокогорных условий на эффективность функционирования оптико-электронных информационных систем (ОЭИС) в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне длин волн под различными ракурсами наблюдения. Актуальность данной работы заключается в объективной оценке величины коэффициента затухания УФ излучения в «чистой» атмосфере при прохождении по высотным трассам, а также влияния на него аэрозольных образований воды, находящихся в атмосфере. Испытания для УФ диапазона проводились в условиях предгорья и горной местности Северного Кавказа на высоте около 2000 метров. Особенностью данного района является слабо развитая промышленность, что позволяет до минимума свести влияние аэрозолей и газов техногенного происхождения, находящихся в атмосфере, на условия распространения ультрафиолетового и инфракрасного излучения. Основной целью испытаний было подтверждение результатов теоретических исследований, показывающих, что излучение УФ диапазона должно обладать

рядом преимуществ по сравнению с видимым диапазоном спектра. В первую очередь это относится к прохождению излучения через аэрозольные образования. В ходе проведения испытаний получен большой объем экспериментальных данных, позволивший оценить влияние горных условий на обнаружительные характеристики. Впервые были получены экспериментальные данные по прохождению УФ излучения через облачный покров. В частности, в условиях эксперимента излучающий объект устойчиво наблюдался на дальности до 3260 метров, в то время когда визуальное наблюдение не представлялось возможным. Отмечено, что затухание в чистой атмосфере в горах меньше, что обусловлено отсутствием примесей антропогенного характера. Проведенные работы являются уникальными, так как до настоящего времени подобные работы в России не проводились. Они являются жизненно необходимыми, так как в последнее время появились приемники высокой чувствительности, позволяющие приступить к освоению УФ диапазона спектра и его интенсивному использованию для создания информационных систем различного назначения.

О ПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОЛИТА НА КОНЕЧНЫХ ЧАСТОТАХ

Шикин В.Б. , Назин С.С.*

ИФТТ РАН, Черноголовка

**shikin@issp.ac.ru*

Обсуждаются детали омической проводимости бинарного раствора 1–1 электролита на конечных частотах. Обращение к этой известной теме связано с отсутствием в литературе каких-либо упоминаний о зависимости от частоты эффективной массы ионов, принимающих участие в динамике проводящей жидкости. Сравнение линейной динамики Друде и аналогичной задачи в приближении Стокса подтверждает неоправданность такого упрощения и необходимость последовательного учета в разных динамических задачах частотной дисперсии эффективной массы ионов электролита.

ФИЗИКА
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМЫ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ В МАССИВНЫХ
АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Иосилевский И.Л.

МФТИ, Долгопрудный

ilios@orc.ru

Обсуждается поляризация плазмы, возникающая под действием гравитационного поля в массивных астрофизических объектах (из-за различия масс ионов и электронов), и приводящая в условиях локального термодинамического равновесия к существованию стационарного электростатического поля, равного по своей величине (в расчете на один протон) гравитационному полю. Рассмотрен как общий случай, так и предельные ситуации, отличающиеся степенью вырождения электронов и неидеальностью. Дается краткий исторический комментарий. Обсуждаются наиболее заметные особенности структуры и динамики массивных объектов, которые возможны, как результат обсуждаемой поляризации.

РАСЧЕТ ПРОВОДИМОСТИ ПЛАЗМЫ ВОДОРОДА
МЕТОДОМ КВАНТОВОЙ ДИНАМИКИ
В ВИГНЕРОВСКОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ
МЕХАНИКИ

*Левашов П.Р.*¹, Филинов В.С.¹, Шуберт Г.², Феске Х.²,
Бониц М.³, Фортон В.Е.¹, Филинов А.В.³*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,* ²*ГрУ, Грайфсвальд, Германия,*

³*КУ, Киль, Германия*

**pasha@ihed.ras.ru*

В работе представлены первые результаты расчетов проводимости водородной плазмы методом квантовой динамики в вигнеровской формулировке квантовой механики [1]. Метод состоит в решении эволюционного уравнения для функции Вигнера-Лиувилля методом характеристик; при этом учитывается только первый член итерационного ряда для функции Вигнера. Начальные условия для уравнений движения (характеристик) получаются в результате равновесного моделирова-

ния квантовым методом Монте-Карло. Результатом расчета является автокоррелятор скорость-скорость, который входит в формулу Кубо-Грина для коэффициента электропроводности. При этом по сравнению с предыдущей версией метода [1] с помощью томографического преобразования [2] удалось значительно упростить процедуру расчета. Моделирование проводилось в широком диапазоне плотностей при температурах выше 10^5 К. Результаты сравниваются с известными аналитическими выражениями для проводимости, а также с доступными экспериментальными данными.

1. Filinov V.S. Mol. Phys. 88, 1517 (1996)
2. S. Mancini, V.I. Man'ko, P. Tombesi, Found. Phys. 27, 801 (1997)

CALCULATION OF TUNGSTEN EMISSION SPECTRA FOR MEGAAMPER Z-PINCHES

Вичев И.И. , Новиков В.Г., Соломянная А.Д.*

ИПМ РАН, Москва

**ilyavichev@gmail.com*

The calculations of tungsten emission spectra were carried out in a wide range of temperature and density ($50 < T < 250$ eV, $0.01 < \rho < 0.1$ g/cm³). The calculated spectra may be useful in the investigation of powerful wire arrays liners. The codes THERMOS & BELINE were used for computation of nonLTE spectra of plane and cylindrical tungsten layers. At most important cases the calculations were verified as for line position and also for more realistic geometry. The selfconsistent solution for an optically thick plasma layer was obtained by iterations as a result of consecutive refinement of the level equations for ion concentrations and equation of radiation transport. The calculations were carried out on the super computer MVS-1500M of the Interdepartmental supercomputer center of RAS.

1. Novikov V.G., Zakharov S.V., «Modeling of nonequilibrium radiating tungsten liners», Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, V.81, P. 339–354, 2003.
2. Novikov V.G., Vichev I.Y., Solomyannaya A.D., «Modeling of the emission spectra of tungsten plasma», Preprint, Inst. Appl. Mathem., Russia Academy of Sciences, 2006, N54.

КОЭФФИЦИЕНТ РЕКОМБИНАЦИИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

*Зеленер Б.Б.^{*1}, Бобров А.А.², Бронин С.Я.¹, Зеленер В.В.¹,
Манькин Э.А.³*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²МИФИ, ³РНЦ КИ, Москва

**boboze@mail.ru*

Рассматривалась система электронов и протонов, взаимодействующих по закону Кулона. В случае взаимодействия разноименных зарядов электрон-протон на расстояниях порядка Боровского радиуса a_0 выбиралась константа равная значению кулоновского взаимодействия на a_0 . Начальная средняя кинетическая энергия протонов задается случайным образом, но так, что средняя кинетическая энергия лежит в интервале 10^{-4} – 10^{-1} К. Начальная полная энергия электронов задается также случайным образом, но она является положительной, т.е. все электроны по условию задачи находятся в непрерывном спектре. Средняя кинетическая энергия электронов на одну частицу варьируется от 1 до 50 К. Для этой системы частиц решение уравнений движения осуществляется методом молекулярной динамики в рамках периодических граничных условий. Рассчитаны автокорреляторы скорости и корреляторы квадрата скорости для обоснования диффузионного характера передачи энергии в области параметра $\gamma = 0.1$ – 1 . Рассчитана доля переходов в зависимости от энергии переходов. На основании полученных ранее плотности электронных состояний и диффузии электронов в пространстве энергии рассчитаны коэффициенты рекомбинации в диапазоне 0 – $2kT$ и проведено сравнение с аналитическими выражениями.

1. А.В. Гуревич, Л.П. Питаевский // ЖЭТФ, V.46. P.1281.
2. А.А. Bobrov, Е.А. Manykin, В.В. Zelener, В.В. Zelener // Laser Physics, V.17. N.4. P. 415 (2007)

КОНСТАНТА ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ

Хизлуха Д.Р., Зеленер Б.Б., Зеленер В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bobozel@mail.ru*

Сравнивались теоретические и экспериментальные данные для констант перехода между ридберговскими состояниями в области температур 300–1000 К. Проведены расчеты констант перехода между ридберговскими состояниями с использованием теорий: Мансбах-Кека [1], Персеваля [2]. Проведено сравнение с экспериментальными данными в работе [3]. Обнаружено хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетами в работе [2] в области температур 300–1000К. Показано, что экспериментальные данные должны быть скорректированы в области высоких температур в связи с учетом рассеяния более высоких уровней. В тоже время теория [1] отличается от экспериментальных данных примерно в два раза в области температур 300–1000К. Экстраполяция теорий [1] и [2] в область сверхнизких температур порядка 1 К приводит к различию для констант скорости в 10 раз. На основании полученных результатов сделан вывод о неоправданности использования теории [1] для процессов рекомбинации в ультрахолодной плазме.

1. Mansbach P. and Keck J.C // Phys.Rev., V. 181. P. 275.(1969)
2. I.Percival // in Atoms in Astrophysics eds.(Plenum, New York, London 1983)
3. F.Devos, J.Boulmer and J.F.Delpech // Le Journal de Physique, V. 40. P. 215. (1979)

КИНЕТИКА МАГНЕТРОННОЙ ПЛАЗМЫ

Гончаров А.В., Каштанов П.В., Смирнов В.М.*

ИФТПЭ ОИВТ РАН, Москва

**gavhrp@yandex.ru*

Исследуется кинетика процессов образования, роста и гибели металлических атомов в магнетронном разряде, а также образование и транспорт металлических кластеров в режиме относительно высокой плотности буферного газа. Задача разделена на 2 части. На первой стадии металлические атомы образуются при бомбардировке катода быст-

рыми ионами инертного газа (Ar). В рамках общего подхода найдено распределение выбитых атомов по углам рассеяния и энергиям. В процессе столкновений с атомами буферного газа металлические атомы термализуются. Получена пространственная функция распределения термализованных атомов металла в зависимости от условий разряда. На основе этой функции распределения представлен пространственный источник термализованных атомов металла, который используется далее при анализе переноса металлических атомов в потоке буферного газа. В зависимости от режима магнетронной плазмы найдены вероятность возвращения металлических атомов на катод, вероятность прилипания к стенкам магнетронной камеры, а также вероятность превращения термализованных атомов металла в кластеры. Эти вероятности характеризуют эффективность магнетронного источника металлических кластеров. Проанализированы оптимальные условия для использования магнетронной плазмы как источника металлических кластеров [1].

1. Каштанов П.В., Смирнов Б.М., R. Hippler // УФН, 2007. Т. 177. №5. Стр.473.

ВЛИЯНИЕ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИХ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ НА УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Ланкин А.В. , Саитов И.М.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**lankin@ihed.ras.ru*

Работа посвящена изучению влияния квазиклассических связанных состояний на уравнение состояния равновесной невырожденной неидеальной плазме с параметром неидеальности в диапазоне $\Gamma = (4\pi n_e/3)^{1/3} e^2 / (kT) = 0.1-4$. Это влияние может быть исследовано теоретически в рамках метода молекулярной динамики.

Необходимо отметить, что адекватный учет связанных состояний представляет собой одну из наиболее сложных проблем при описании неидеальной низкотемпературной плазмы. Однако, в силу того, что высоковозбуждённые связанные состояний являются квазиклассическими, то для их описания оказывается пригоден классический метод молекулярной динамики [1, 2].

Был произведён расчёт давления и внутренней энергии неидеальной плазмы в зависимости от её параметров. Установлена величина

вклада в них парных флуктуаций и свободных электронов. Определено влияние глубины потенциала электрон-ионного взаимодействия на полученные результаты. Показано, что при малых степенях неидеальности ($\Gamma < 1$) результаты МД-моделирования хорошо согласуются с результатами, полученными в рамках термодинамической теории возмущения [3], тогда как в сильнонеидеальной плазме наблюдается существенное расхождение, которое во многом зависит от вклада парных флуктуаций. С целью более детального изучения влияния парных флуктуаций на свойства сильнонеидеальной плазмы полученные результаты были соотнесены с распределением связанных состояний по энергии и распределением частиц по энергии.

Кроме того, была детально рассмотрена статистическая сумма электрон-ионных пар. При этом было установлено, что значение статистической суммы атома оказывается существенно меньше статистической суммы Планка-Ларкина и изменяются с неидеальностью приблизительно как $Z \sim 1/\Gamma^{0.4}$.

1. В.Е.Фортов, А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
2. Ланкин А.В., Норман Г.Э. // ДАН, принята к публикации
3. Ланкин А.В., Норман Г.Э. // ТВТ, принята к публикации
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. М.: Физматлит, 1995

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПЛАЗМЫ И ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЯ

Шумихин А.С. , Хомкин А.Л.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**shum_ac@mail.ru*

Рассмотрено высокотемпературное поведение уравнения состояния плазмы водорода в рамках физической и химических моделей. Найдено асимптотически точное соотношение, связывающее поправку к давлению в химических моделях и высокотемпературный предел константы ионизационного равновесия. Выполнение полученного соотношения обеспечивает правильную (совпадающую с результатами физической модели) асимптотику уравнения состояния произвольной химической модели при высоких температурах. Выполнен сравнительный анализ расчетов вдоль водородной компоненты солнечной траектории уравнения состояния, скорости звука и адиабатического показа-

теля сжимаемости с использованием различных химических моделей и физической модели. Показано, что причиной худшего по сравнению с расчетами в рамках физической модели [1], расчета в рамках известной астрофизической модели Михаласа, Хаммера и Депенна [2] является использование приближения Дебая для поправок к термодинамическим функциям одновременно с использованием приближения ближайшего соседа для статистической суммы атома. Модификация дебаевского приближения, предложенная в [3], т.е. переход к базовой химической модели, позволяет добиться точности физической модели при использовании приближение ближайшего соседа для расчета статистической суммы атома.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях».

1. Старостин А.Н., Рерих В.К. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 186.
2. Däppen W., *et al.* // *Astrophys. J.* 1988. V.331. P. 794.
3. Хомкин А.Л. и др. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 6. С. 835.

ИОНИЗАЦИОННЫЙ СОСТАВ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ С ПРИСУТСТВИЕМ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Захаров В.С. , Новиков В.Г.*

ИПМ РАН, Москва

**zakharovvas@mail.ru*

Спектротрические исследования солнечной короны и дальнейший анализ получаемых результатов позволяют получить оценки электронной температуры для короны на уровне ~ 110 эВ. Однако ряд наблюдаемых линий имеет большую интенсивность, чем следует из расчетов для нормальной плазмы с указанной температурой, и соответствует ионному составу плазмы для более высоких энергий. Причиной этого может быть присутствие быстрых (нетепловых) электронов с более высокой температурой. Наличие таких частиц сложно зарегистрировать, но данные об их температуре, плотности и распределении имеют большое значение для кинетической теории солнечного ветра и коронального нагрева.

Известно, что присутствие быстрых электронов в плазме, даже при небольшой относительной концентрации, способно существенно повлиять на ионный состав. Кинетическое моделирование такой плазмы показывает сильную чувствительность ионизационного баланса к точно-

сти используемых скоростей и сечений протекающих в ней процессов.

В настоящей работе проведено исследование влияния нетепловых электронов с температурами 400–1000 эВ и относительными концентрациями 1–10% на ионный состав солнечной короны. Для расчета скоростей и сечений неупругих электрон-ионных взаимодействий с произвольной функцией распределения электронов по энергиям использован метод на основе квантово-статистической модели самосогласованного поля Хартри-Фока-Слэтера и приближения искаженных волн с использованием численных и квазиклассических волновых функций электронов непрерывного и дискретного спектра. Полученные результаты сравниваются с данными спектрометрических измерений. Приведены оценки температуры и плотности быстрых электронов в солнечной короне.

ПРИБЛИЖЕНИЕ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ И АНОМАЛИИ В ОПИСАНИИ НЕОДНОРОДНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Чигвинцев А.Ю. , Иосилевский И.Л.*

МФТИ, Долгопрудный

**Chigvintsev_Alexander@emc.com*

Обсуждаются специфические проявления эффектов межчастичных корреляций (неидеальности) в задачах о равновесном профиле пространственного заряда в окрестности источника неоднородности. При описании такой ситуации в приближении сплошной среды, т.е. в рамках приближения локального термодинамического равновесия и замены реальной системы дискретных частиц гипотетической псевдожидкостью с чисто локальными свойствами, описание этих свойств осуществляется при помощи локального уравнения состояния (УРС), связывающего местные температуру, плотность и химический потенциал частиц. Как правило, в большинстве случаев используется УРС идеального газа, т.е. системы некоррелирующих частиц. При использовании же УРС неидеальной макроскопической системы все содержащиеся в нем аномалии, такие как фазовые переходы и др., находят свое отражение в аномальных особенностях результирующих профилей пространственного заряда. На конкретных примерах расчета равновесных распределений заряженных частиц обсуждается, как изменяются равновесные профили пространственного заряда при отказе от одного из указанных ограничений — идеальности газа и сохранении второго — локальности УРС.

РАСЧЁТ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОЙ И ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ФАЗАХ

Апфельбаум Е.М.

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

apfel_e@mail.ru

В настоящей работе рассчитывались электронные транспортные свойства щелочных металлов (электропроводность, теплопроводность, термоэдс) в рамках теории Займана [1]. Эта теория с успехом применяется к различным жидким металлам уже несколько десятилетий (см. например [2]). В её рамках металл рассматривается как двухкомпонентный, состоящий из положительных ионов и почти свободных электронов. Рассеяние электронов на ионах рассматривается в борновском приближении. Такой подход теоретически обоснован для области жидких простых металлов, где электронная компонента вырождена. Для расчёта искомым коэффициентов требуется знание электрон-ионных псевдопотенциалов, структурных факторов и заряда иона. Выбирая соответствующим образом эти параметры, можно получить очень хорошее согласие с экспериментом в области жидкости. При этом, однако, результирующая модель может оказаться термодинамически не согласованной. Для продвижения в закритическую или газовую область требуется учитывать изменение зарядового состава металла. Последняя величина неоднозначна и неизмерима. Кроме этого, эксперименты в этих областях более редки и менее надёжны, чем в области жидкости. Из-за этого транспортные коэффициенты здесь менее изучены. Данные по упомянутым выше параметрам всё время уточняются как путём измерений [3], так и в результате *ab initio* расчётов [4]. В этом докладе использовались последние данные по псевдопотенциалам и диэлектрической функции для расчёта изучаемых транспортных коэффициентов. Результаты расчёта сравнивались с экспериментом (там, где это возможно).

1. Займан Дж. Принципы теории твёрдого тела. М: «Мир», 1972, 380 с.
2. Апфельбаум Е. М. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 4. С. 534.
3. Salmon P. S. *et. al.* // J. Phys: Cond. Matt. 2004. V. 16. P. 195.
4. Dharma-Wardana M. W. C. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. 036401.

ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЕ ШИРОКОДИАПАЗОННОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ХАРТРИ С УЧЕТОМ ИОНИЗАЦИИ

Обручкова Л.Р., Апфельбаум Е.М., Левашов П.Р.,
Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**o_liliya@ihed.ras.ru*

В данной работе для построения двухтемпературного уравнения состояния (УРС) используется модель, аналогичная [1], в которой ионная компонента выбирается в виде полуэмпирического выражения. Для описания электронной компоненты вещества в широком диапазоне температур и плотностей используется обобщенная модель Хартри [2], в которой потенциал Томаса-Ферми итерационным методом согласуется с электронной плотностью, определяемой как связанными, так и свободными электронами. Для этого на каждой итерации необходимо решить уравнение Шредингера и определить уровни энергии электронов в атоме и их волновые функции.

Учет двухтемпературности производится следующим образом [2]: по заданному неравновесному среднему заряду и плотности находится эффективный химпотенциал; для определения термодинамических свойств системы используются рассчитанные самосогласованный потенциал ячейки и эффективный химпотенциал, которые подставляются во все выражения для термодинамических функций.

Для расчета по УРС задаются температуры ионов и электронов, плотность и неравновесный средний заряд иона. В результате вычисляется весь комплекс необходимых термодинамических величин; равновесный средний заряд иона и потенциалы ионизации определяются по электронной плотности и уровням энергии электронов. Для ускорения расчетов все вышеперечисленные величины для электронов представляются в табличном виде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 06–02–17464.

1. Хищенко К.В., Шемякин О.П. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2006. С. 261.
2. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2000.

3. Обручкова Л.Р., Апфельбаум Е.М., Левашов П.Р., Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2007 / Под ред. Фортва В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2007. С. 249.

**ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ
МОДЕЛИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ,
ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ
НА МЕТАЛЛЫ**

Вейсман М.Е. , Андреев Н.Е. , Левашов П.Р. ,
Обручкова Л.Р. , Хищенко К.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**bme@ihed.ras.ru*

Разработаны полуэмпирические модели, описывающие в широком диапазоне температур и плотностей термодинамические, транспортные и оптические свойства неравновесной плазмы, которая образуется на поверхности твердотельной мишени, облучаемой мощными короткими (фемтосекундными) лазерными импульсами.

Для эффективной диагностики динамики фемтосекундной лазерной плазмы предложены широкодиапазонные аналитические зависимости для теплофизических и оптических характеристик вещества, коэффициенты в этих зависимостях подбираются на основании сравнения результатов численного моделирования комплексного коэффициента отражения лазерного излучения с данными экспериментов, в частности, по фемтосекундной оптической интерферометрии.

Обсуждается влияние различных физических процессов (нагрева, ионизации и разлета образующейся плазмы) на комплексный коэффициент отражения. Также обсуждаются особенности построения широкодиапазонных моделей для различных (простых и благородных) металлов.

ОБРАЗОВАНИЯ И ПРИТЯЖЕНИЯ ДЕБАЕВСКИХ АТОМОВ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ В УСЛОВИЯХ ЗЕМНОЙ ГРАВИТАЦИИ

Климовский И.И., Лапицкий Д.С., Яшков А.Д.*

ОИВТ РАН, Москва

**klimovskii@ihed.ras.ru*

На основе результатов теории электрических зондов в плазме проводится анализ взаимодействия дебаевских атомов с произвольным положительным потенциалом макрочастицы радиусом $r_0 \ll R_d$, где R_d — дебаевский радиус.

Основные формулы, описывающие поведение потенциала и концентраций около зонда, заимствованы из теории электрического зонда в плазме [1]. Расчет энергии взаимодействия дебаевских атомов проводился методом, предложенным в [2].

Расчет проводился для 3-х различных заданных отношений $r_0/R_d = 0.01, 0.03$ и 0.05 ; безразмерный потенциал зонда ($\phi_0 = eU/kT$) варьировался от значений $\phi_0 = 0.001$ до 1000 . Температура полагалась равной $T = 800$ К, концентрация электронов $n = 10^8$ см⁻³. Область изменения потенциала зонда разбита на 4 зоны: $\phi_0 \ll 1$, $\phi_0 < R_d/r_0$, $\phi_0 \sim R_d/r_0$ и $\phi_0 \gg 1$, соответственно. Поведение концентраций частиц в 3-ей зоне на данный момент пока не изучено и поведение энергии взаимодействия возможно представить только асимптотически.

1-ая и 2-ая зоны соответствуют притяжению дебаевских атомов. 4-ой зоне соответствует отталкивание частиц.

1. Л.П.Питаевский, Я.Л.Альперт, А.В.Гуревич. //Искусственные спутники в разреженной плазме. Изд-во. Наука 1964 г. С. 337–349
2. Д.Н.Герасимов, О.А.Синкевич. //Образование упорядоченных структур в термической пылевой плазме. ТВТ. 1999 Т. 37. № 6. С. 853–857.

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ПРОВОДИМОСТЬ УДАРНО-СЖАТОЙ ПЛАЗМЫ АРГОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Юрьев Д.С. , Шилкин Н.С., Минцев В.Б., Фортвов В.Е.*

ИПХФ РАН, Черноголовка

**yuryev@fcr.ac.ru*

Представлены новые экспериментальные данные по сопротивлению и проводимости слабонеидеальной плазмы аргона в поперечном магнитном поле. Генерация плазмы осуществлялась однократным и двукратным ударно-волновым сжатием исследуемого газа в линейном взрывном генераторе. Генерация импульсного магнитного поля осуществлялась с помощью разряда батареи конденсаторов через однослойный многвитковый соленоид. В качестве источника запитки использовалась батарея конденсаторов с начальной запасаемой энергией ~ 15 кДж ($C = 1.2$ мФ, $U_0 = 5$ кВ). Начальное давление газа 1 атм, начальная температура 280–300 К. Эксперименты были проведены в импульсных магнитных полях с индукцией 17–22 Тесла. Измерения проводимости, сопротивления и скорости фронта ударной волны проводились двух и четырех зондовыми методами. В экспериментах был охвачен следующий диапазон параметров плазмы: $\Gamma_D = 0.05\text{--}0.4$, $n_e = 8 \cdot 10^{15}\text{--}3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ и $T = 8000\text{--}13000$ К. Зарегистрировано влияние магнитного поля на сопротивление плазмы. Показано сравнение экспериментальных данных проводимости и магнетосопротивления плазмы аргона с рядом моделей плотной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы научных исследований президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях».

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ КАНАЛА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ МАКРОТЕЛ

Козлов А.В., Лузганов С.Н., Полищук В.П. , Шурупов А.В.*

ШО ОИВТ РАН, Шатура

**polistchook@mail.ru*

Считается, что основным механизмом, ограничивающим скорость метания в магнитоплазменных ускорителях (МПУ) на уровне 6–7 км/с, это увеличение суммарной ускоряемой массы вследствие разрушения стенок канала из-за колоссальных тепловых нагрузок.

Наряду с термическим разрушением стенок канала может происходить и ударное, как результат столкновения метаемого тела с динамическими неоднородностями на поверхности стенки, возникающими при достижении некоторой критической скорости. Из теории оболочек известно, что при движении фронта высокого давления существуют две критические скорости, при которых происходит резкое увеличение амплитуды деформации канала. Первая критическая скорость связана с изгибом канала, вторая — с развитием продольных колебаний. Для типичных электродных материалов, применяемых в МПУ, диапазон значений первой критической скорости составляет 1.5–3.5 км/с, второй критической скорости — 4–6 км/с.

При столкновении ударника с деформированной поверхностью происходит взрывной выброс материала стенок и ударника в плазму, что приводит к резкому торможению плазменного поршня (ПП). Возникновение резонансной деформации подтверждается известными из литературы фактами: наличием специфических повреждений («gouging») на определенных участках поверхности, где скорость тела изменяется от 1.5 до 4 км/с, отставанием ПП от ударника при определенной скорости, отсутствием повторяемости результатов опытов и т.д. Косвенные подтверждения возникновения резонансной деформации канала МПУ были получены и в экспериментах авторов.

Есть основания полагать, что этот эффект может влиять на характеристики работы и других ствольных метательных устройств: электротермических и электроразрядных ускорителей, легкогазовых пушек, в которых скорость ударника превышает 2–3 км/с. Преодоление негативного влияния резонансной деформации канала может позволить увеличить скорость метания плазмодинамических ускорителей на десятки процентов.

МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЕ УСКОРЕНИЕ

Лившиц Ю.Я.

Пульсар, Ришон-Ле-Цион, Израиль

yulia.home@gmail.com

Описаны работы проведенные компанией PULSAR Ltd в области моделирования и расчётов, а также результаты экспериментов по электромагнитному ускорению проводящих тел при малых перемещениях и скоростях деформации порядка 10000–50000 1/с.

Разработанный метод позволяет моделировать и рассчитывать магнитно-импульсное ускорение как комплексный электромагнитный и механический процесс. Разработано соответствующее магнитно-импульсное оборудование и системы измерения для проверки разработанных методов. Эти методы позволяют измерять как радиальную скорость перемещения, так и аксиальную скорость точки контакта (т.е. скорость перемещения точки соударения) под действием сильных импульсных токов и магнитных полей в процессе магнитно-импульсной сварки и/или формовки.

При этом радиальные скорости достигают значений 200–500 м/с, а аксиальные — 1.5–3.0 км/с.

Полученные результаты хорошо коррелируются с разработанной моделью и способствуют более глубокому пониманию процессов магнитно-импульсного ускорения, особенно при расчёте параметров промышленных технологических процессов, основанных на действии нагрузок, создаваемых сильными импульсными токами и магнитными полями.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Друкаренко С.П.¹, Климов Н.С.², Козлов А.Н.*³,
Москачева А.А.², Подковыров В.Л.²*

¹МГТУ, Москва, ²ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, ³ИПМ РАН, Москва

**ankoz@keldysh.ru*

Представлены результаты исследований осесимметричных потоков в коаксиальном плазменном ускорителе при наличии продольного магнитного поля. Расчеты проведены в рамках двумерной двухжидкостной МГД-модели с учетом эффекта Холла и тензора проводимости

среды. Результаты численных экспериментов подтвердили основные закономерности плазмодинамических процессов, выявленные ранее на основе аналитической [1] и одножидкостной моделей [2], а также позволили исследовать особенности течений плазмы в окрестности электродов в режиме ионного токопереноса.

Установлено, что слабое продольное магнитное поле, действуя на протяжении всей длины канала, приводит к постепенно нарастающему вращению плазмы. В результате наблюдается увеличение концентрации плазмы в окрестности внешнего электрода. Увеличение плотности вблизи анода указывает на возможность преодоления или ослабления явления кризиса тока в плазменных ускорителях [3, 4, 5]. В то же время при достаточно больших значениях продольного поля наблюдается формирование токовых слоев в движущейся плазме и привязок тока на внешнем электроде в соответствии с ранее разработанной одножидкостной моделью.

Выявлены характерные особенности динамики потоков в окрестности анода, отвечающие оптимальной подаче и самосогласованному протеканию плазмы через пронцаемые эквипотенциальные электроды в режиме ионного токопереноса. Максимальные значения в распределении потока плазмы через анод достигаются в средней наиболее узкой части канала. Интегральные потоки плазмы через поверхности электродов и интегральный параметр обмена практически не зависят от продольного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16707).

1. Козлов А. Н. // Изв. РАН, МЖГ. 2003, № 4, С. 165.
2. Козлов А.Н. // Физика плазмы. 2006, Т. 32, № 5, С. 413.
3. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
4. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. / Под ред. В. Е. Фортова. Т. III. М.: Наука, 2000. С. 407.
5. Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. // Физика плазмы. 1990, Т. 16, № 2, С. 176.

РЕГИСТРАЦИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ КАНАЛА СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

*Пинчук М.Э.*¹, Богомаз А.А.¹, Будин А.В.¹,
Домрачева И.В.², Лосев С.Ю.¹, Петренко М.В.²,
Позубенков А.А.¹, Рутберг Ф.Г.¹*

¹ИЭЭ РАН, ²ФТИ РАН, Санкт-Петербург

*pinchme@mail.ru

Описана методика регистрации мягкого рентгеновского излучения в импульсном разряде в водороде при начальных давлениях газа ~5 МПа и амплитудах тока до 1.5 МА. Температура канала разряда определялась по интенсивности рентгеновского излучения. Отмечается, что достижение температуры 200–300 эВ происходит на стадии сжатия канала разряда при превышении критического тока Пиза-Брагинского. Близкие значения температуры канала в процессе сжатия получены по потемнению оболочки канала и по его проводимости.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (проект № 06–08–00339).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА В КАНАЛЕ РАЗРЯДА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

*Романова В.М.*¹, Мингалеев А.Р.¹, Тер-Оганесян А.Е.¹,
Ткаченко С.И.², Шелковенко Т.А.¹, Пикуз С.А.¹*

¹ФИАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*vmr@inbox.ru

Представлены результаты экспериментального исследования распределения плотного вещества в канале разряда при электрическом взрыве проволочек, изготовленных из различных материалов. Исследования проводились при различных условиях разряда с использованием электрических, оптических и рентгеновских диагностик.

Проводился сравнительный анализ развития особенностей на оптических и рентгеновских изображениях в канале разряда в зависимости от сценария развития вторичного пробоя и свойств вещества взрывающего проводника.

Работа поддержана грантами РФФИ 05–02–17532, 05–02–17533 и Учебно-научным комплексом ФИАН.

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЭЛЕКТРОВЗРЫВУ ВОЛЬФРАМОВОЙ ПРОВОЛОЧКИ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ШУНТИРОВАНИЯ ТОКА

*Гасилов В.А.¹, Круковский А.Ю.¹, Ольховская О.Г.¹,
Багдасаров Г.А.¹, Дьяченко С.В.¹, Ткаченко С.И.*²*

¹ИММ РАН, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*svt@ihed.ras.ru

С помощью кода MARPLE, в котором реализована модель Бреггинского двухтемпературной магнитной газовой динамики, выполнено моделирование электрического взрыва вольфрамовой проволоочки в вакууме. В коде реализован лагранжево-эйлеров метод, разработанный на основе однородных консервативных неявных разностных схем МГД в цилиндрической геометрии. Уравнения МГД-системы включают все компоненты векторов скорости $V=(u, w, v)$, индукции магнитного поля $B=(B_r, B_\varphi, B_z)$ и напряженности электрического поля $E=(E_r, E_\varphi, E_z)$. Учитывается анизотропия коэффициентов тепло- и электропроводности в магнитном поле. В программе предусмотрена возможность использования таблиц теплофизических и оптических свойств веществ. В конкретных расчетах использовались таблицы для теплофизических параметров [1, 2] и проводимости [3] вольфрама, а также его оптических свойств [4]. В качестве начальных данных задавались результаты расчетов, выполненных с учетом фазовых переходов вещества, для проволоочки, начиная с «холодного» старта (см. например, [5]), с учетом того, что при взрыве вольфрамовой проволоочки вторичный пробой развивается по шунтирующему сценарию. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными [6].

1. Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lomonosov I.V. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V.415. №3. P. 604.
2. Левашов П.Р., Хищенко К.В. // Физика экстремальных состояний вещества — 2004 / Под ред. Фортова В. Е. и др. Черноголовка: ИПФХ РАН, 2004. С. 53.
3. Орешкин В.И., Бахшт Р.Б., Лабецкий А.Ю. и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 7. С. 38.
4. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробега и уравнений состояния. Москва, Физматлит. 2000.

5. Хищенко К.В., Ткаченко С.И., Левашов П.Р. // О волне плавления в металле при быстром нагреве мощным импульсом тока. ПЖТФ. 2006. Т. 32. № 3. С. 67.
6. Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Romanova V.M. et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2006. V.34. № 5. Part 3. P. 2330.

EXTERNAL FORCES IN DUSTY PLASMAS: BASIC PHENOMENA AND APPLICATIONS

Петров О.Ф. , Фортвов В.Е., Иванов А.С., Ваулина О.С.,
Воробьев В.С.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**ofpetrov@ihed.ras.ru*

The particles are usually charged negatively in gas-discharge plasmas by collecting electrons and ions. Dusty plasmas are good experimental models for studying various transport effects on kinetic level which are of utmost importance for physics of non-ideal and fusion device plasmas. The dust presence near walls, influencing on a thermal operating mode of a fusion device, can be modeled effectively in laboratory setups with dusty plasma in glow dc and rf discharges. Unique capabilities of dusty plasma setups allow us to simulate the conditions of the traps in the wide range of parameters and to control the structure and dynamic characteristics of dust particles. Investigations were directed on the study of formation and transport (heat and mass transfer) in the dusty plasma on kinetic level, including transfer under action of different external forces (laser, electrical, thermal etc.) in glow rf and dc discharges. The formation and growing of dust particles and dust structures in the sheath of rf discharge were experimentally studied under condition when the dielectric target was evaporated by the electron beam. When the particles are condensed out of the cloud of evaporated matter they are captured by the plasma trap. The investigation was carried out in the atmospheres of different gases (air, helium). The influence of high magnetic field on dusty plasma structures is now of great interest in the field of dusty plasma physics. In the present work the rotation of the dusty clouds and anomalous dust acceleration near the discharge tube wall in strong magnetic field was observed. The dusty plasma viscosity is one of main characteristics of the plasma medium under study. Results of experimental investigation of the viscosity of a dust-plasma liquid were obtained. The results are given of an experimental investigation of heat transport processes in fluid dusty structures in rf discharge plasmas under different conditions: for discharge in argon, and for

discharge in air under an action of electron beam. The analysis of steady-state and unsteady-state heat transfer is used to obtain the coefficients of thermal conductivity and thermal diffusivity under the assumption that the observed heat transport is associated with a thermal conduction in dusty component of plasmas. This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grants No. 06–02–17532, No. 06–08–01584 and No. 07–02–13600) and by Human Capital Foundation.

СТРУКТУРА И ПЛАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ КРИСТАЛЛОВ В КРИОГЕННОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

*Антипов С.Н.*¹, Асиновский Э.И.¹, Кириллин А.В.¹,
Майоров С.А.², Марковец В.В.¹, Петров О.Ф.¹*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, ²ИОФ РАН, Москва

**antipov@ihed.ras.ru*

В работе представлены результаты экспериментальных исследований криогенной пылевой плазмы тлеющего разряда постоянного тока. Показана сильная зависимость параметров плазменно-пылевых структур от температуры разряда (температуры стенок газоразрядной трубки). Наблюдалось монотонное увеличение плотности плазменно-пылевых кристаллов на несколько порядков и их плавление при понижении температуры разряда от комнатной до криогенных температур в диапазоне 4.2–77 К. Исследован механизм уменьшения межчастичных расстояний при понижении температуры нейтрального газа в разряде. Оценены заряды пылевых частиц и параметры неидеальности пылевой подсистемы в криогенном газовом разряде.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н.,
Петров О.Ф.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**mixxy@mail.ru*

Экспериментально исследовано формирование плазменно-пылевых структур в цилиндрическом разряде постоянного тока в аксиальных магнитных полях. Наибольшее значение индукции поля, равное 2500 Гс, при котором еще сохранялись стоячие страты, достигнуто

для разряда в водороде при давлении несколько десятых долей Торра. Но структуры пылевых частиц зарегистрированы лишь в полях до 1000 Гс, при этом они в основном представляли собой плоские монослои. Небольшие объемные структуры ($\sim 10^2$ частиц) наблюдались в стратах разряда в неоне. Они вращались вокруг оси симметрии разряда, с частотой, зависящей от индукции магнитного поля B . При $B \approx 500$ Гс направление вращения структуры изменялось. При увеличении B до 700 Гс наблюдался разлет пылевых частиц из приосевой области разряда на периферию с продолжением вращения. Вращение структур, содержащих $\sim 10^3$ частиц, в полях до 300 Гс не наблюдалось, а дальнейшее увеличение поля приводило к выпадению из них частиц. Для таких структур по результатам видеонаблюдений получены кинетические температуры пылевых частиц, коэффициенты диффузии и эффективный параметр неидеальности в зависимости от магнитного поля. На основе анализа амбиполярной диффузии в замагниченной плазме предложено объяснение особенностей поведения пылевых частиц в разряде в магнитном поле. Показано, что инверсия вращения плазменно-пылевых структур связана с увеличением относительной роли рекомбинации плазмы на поверхности пылинок по сравнению с рекомбинацией на стенке разрядной трубки при усилении замагниченности плазмы. Приведены оценки максимальной индукции магнитного поля, при которой еще возможна левитация пылевых частиц в разряде.

LOW FREQUENCY ION FLUX FORMATION IN CAPACITIVELY COUPLED DISCHARGE IN BF_3/Ar MIXTURE

Schweigert I. V.

ITAM SB RAS, Novosibirsk, Russia

ischweig@itam.nsc.ru

Plasma doping has attracted much attention as a promising new implantation technology for semiconductor processing. The discharge ion flux characteristics are unique for large area and high-dose implantation, as well as for conformal doping of non-planar topographies. The conformal doping is the case that ions are approaching to the treated surface with mixed mode of zero and non-zero angles relative to the surface normal. In discharge plasma the angular divergence among the ions ensemble is large enough to conformally dope a trench.

Low frequency capacitive discharge is used to create an intense beam of ions to be implanted. The treated substrate is placed at the electrode,

and ions are extracted directly from the plasma and accelerated into the target by the sheath voltage. Implantation process depend on various discharge parameters and it is difficult to predict the ion flux parameters and, consequently, the implantation regime.

In this work the parameters of 2–13.56 MHz capacitively coupled discharge in BF_3/Ar mixture are studied in self-consistent simulations with PIC-MCC algorithm for conditions of conformal doping. The influence of discharge driving frequency, gas pressure and conditions of the treated substrate on shape of the ion energy and ion angular distribution functions on the electrode is discussed.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЕМКОСТНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ ДЛЯ СМЕСИ $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2$

*Арискин Д.А.*¹, Александров А.Л.¹, Швейгерт И.В.¹,
Путерс Ф.М.²*

¹*ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия, ²UA, Antwerpen, Belgium*

**dmitry.ariskin@gmail.com*

Газовый разряд в смеси $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2$ используется для выращивания карбоновых пленок на подложке, которые в силу своих свойств представляют большой практический интерес. Исследованию подобных разрядов посвящено достаточно много экспериментальных работ.

Плазмохимические процессы протекающие в разряде приводят к формированию пленок на стенках реакторов и электродах, а также к росту в газовой фазе пылевых частиц наличие которых сильно меняет свойства газового разряда.

Основным механизмом формирования пылевых частиц считается рост и агломерация углеводородных цепей. Важную роль для процессов роста углеводородных цепей играют определенные радикалы и ионы иницирующие процесс роста (прекурсоры). Формирование прекурсоров, в свою очередь, происходит, как правило, в результате электронного удара что может привести к ионизации, диссоциации, присоединению электрона или возбуждению молекулы. Поэтому важное значение, особенно при низких давлениях газа, имеет функция распределения электронов по энергии.

В данной работе проведено моделирование плазмохимических процессов и динамики емкостного высокочастотного разряда в смеси $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_2$ при давлении 75 мТор, частоте и амплитуде приложенного напряжения 13.5 МГц и 180 В, соответственно. Данные об углево-

дородных реакциях и о сечениях различных электронных процессов были взяты из работы [1] в которой подобное моделирование проводилось для чистого ацетилена. По сравнению с чистым ацетиленом, присутствие большого количества ионов аргона существенно меняет динамику плазмохимических процессов в разряде, в частности, реакция обмена зарядом между ацетиленом и ионом аргона становится основным источником важного прекурсора — иона ацетилена. Для расчета динамики компонент смеси использовалась жидкостная модель. Профиль генерации ионов и радикалов получаемых электронным ударом рассчитывался с помощью кинетического моделирования методом PIC-MCC.

В результате моделирования получены данные о распределении различных типов ионов и основных радикалов. Эти данные являются основой для моделировании роста пылевых частиц, которое планируется провести в дальнейшем.

1. K. de Bleecker, A. Bogaerts, W.J. Goedheer. Detailed modeling of hydrocarbon nanoparticle nucleation in acetylene discharges.

ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ ВЧ-РАЗРЯДА ПО ФУНКЦИЯМ ЭВОЛЮЦИИ МАССОПЕРЕНОСА

Адамович К.Г., Ваулина О.С., Хрусталеv Ю.В.,
Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортov В.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**adamks2002@mail.ru*

Пылевая плазма является распространенным природным объектом, а также достаточно часто образуется в результате различных технологических процессов. Лабораторная пылевая плазма представляет собой слабо ионизированный газ с макрочастицами дисперсной фазы микронных размеров (пылевыми частицами). Пылевые частицы в плазме могут приобретать значительный электрический заряд и формировать квазистационарные пылевые структуры, подобные жидкости или твердому телу. В отличие от реальных жидкостей, макрочастицы в плазме могут быть сняты видеокамерой, что значительно упрощает применение прямых бесконтактных методов диагностики и дает возможность для изучения физических свойств неидеальных систем на кинетическом уровне. Такие исследования могут сыграть существенную роль как для проверки существующих, так и для разра-

ботки новых аналитических моделей строения жидкости.

В настоящей работе предлагается метод диагностики пылевой плазмы, основанный на изучении процессов массопереноса в пылевой подсистеме. По данным о смещениях и скоростях макрочастиц определяется коэффициент трения (обусловленный столкновениями частиц с молекулами буферного газа), средняя кинетическая температура частиц и их характерная частота колебаний. Также производится оценка заряда пылинок и параметра неидеальности пылевой подсистемы.

Данная работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 07–08–00290.

ВЛИЯНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА СВОЙСТВА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Василяк Л.М., Жадина Е.В. , Поляков Д.Н.*

ОИВТ РАН, Москва

**chkitten@mail.ru*

Экспериментально исследованы различные формы плазменно-пылевых образований и влияние микрочастиц на вольтамперные характеристики (ВАХ) тлеющего разряда. Пылевые структуры из частиц меламинаформальдегида диаметром 2.55 микрон изучались в плазме тлеющего разряда в воздухе при давлениях 0.15–0.5 Торр в цилиндрической газоразрядной трубке длиной 40 см и внутренним диаметром 16.5 мм, при изменении тока разряда от 0.5 до 3 мА. Напряжение в области положительного столба разряда измерялось между двумя кольцевыми электродами, расположенными на расстоянии 48 мм друг относительно друга, между которыми в стратах наблюдались пылевые структуры. Пылевые частицы регистрировались в продольном сечении страт с помощью оптического микроскопа и видеокамеры в рассеянном излучении лазерного ножа. Динамика изменения формы пылевой структуры в зависимости от тока разряда аналогична при разных значениях давления газа. Первоначально образовывалась структура с характерным размером 5 мм, увеличение тока разряда приводило к увеличению радиального и уменьшению продольного размеров пылевого образования и переходом сферической формы в форму близкую к тороидальной. Обнаружено, что увеличением тока разряда количество частиц в структуре уменьшалось за счет их ухода на стенки разрядной трубки. При этом структура разупорядчивалась и наблюдались продольные колебания частиц и кольцевые коллективные движения вдоль разряда. Максимальное различие ВАХ с части-

цами и без частиц наблюдалось, когда количество частиц в структуре было максимально и она была более упорядочена. Максимальная разница в значении напряжений 12.4 В при токе 1 мА с частицами и без частиц получена в упорядоченной протяженной пылевой структуре цилиндрической формы длиной 16 мм и радиусом 2.3 мм при давлении 0.2 Торр, где среднее расстояние между частицами составляло 0.38–0.43 мм. Количество частиц в такой структуре было в 2–3 раза больше, чем при более высоком токе разряда, где разница значений напряжений составляла 1–2 В. Столь значительное увеличение напряжения связано с увеличением объемных потерь заряда на частицах и уходом значительной доли свободных электронов на частицы. Возрастание частоты объемных потерь ведет к необходимости увеличения частоты ионизации, то есть увеличения электронной температуры. Для поддержания баланса энергии электронов необходимо большее поле, а значит, и большая величина напряжения на разряде. Уменьшение концентрации электронов также приводит к росту напряжения для сохранения полного тока.

КЛАСТЕРНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

*Гавриков А.В., Горанская Д.Н., Иванов А.С., Петров О.Ф.,
Тимирханов Р.А.* , Фортвов В.Е.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**timirkhanov@ihed.ras.ru*

В течение последних лет в ряде работ была продемонстрирована весьма необычная динамика течения пылевой плазмы при внешнем возмущающем воздействии. Был получен ряд фактов, позволяющих говорить, что плазменно-пылевая жидкость является существенно неньютоновой. В связи с этим было выдвинуто предположение о влиянии пылевых кластеров на динамические характеристики плазменно-пылевых структур.

В данной работе проведено экспериментальное исследование кластерных образований макрочастиц, возникающих в плазменно-пылевых структурах в высокочастотном газовом разряде. Эксперименты проводились в атмосфере аргона при давлениях 0.03–0.26 Торр с монодисперсными частицами меламинформальдегида диаметром 12.74 мкм. Анализ полученных данных показал, что в процессе экспериментов параметр неидеальности плазменно-пылевой структуры изменялся широким диапазоне (от 5 до 200), при этом было определено

граничное значение параметра неидеальности Γ , при котором происходило образование внутри пылевой структуры групп частиц (кластеров), двигающихся коррелированным образом. Была получена зависимость размера таких кластеров от параметра неидеальности. Предложено качественное объяснение вязкопластических свойств плазменно-пылевой жидкости, связывающее размер кластеров и величину коэффициента вязкости плазменно-пылевой жидкости.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06–08–01584 и № 06–02–17532).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Васильев М.Н.¹, Ворона Н.А.*², Гавриков А.В.²,
Петров О.Ф.², Тимирханов Р.А.², Фортвов В.Е.²*

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*raraavis@ihed.ras.ru

Большой интерес представляет изучение свойств пылевой плазмы при воздействии электронного пучка, так как помимо обширных возможностей экспериментального изучения физики сильно неидеальных систем эксперименты с электронным пучком дают уникальную возможность создания новых плазменно-пылевых технологий по получению композитных материалов нового поколения. Это открывает уникальные возможности использования высоко заряженных частиц для глубокой имплантации ионов с целью получения материалов с новыми объемными свойствами, в качестве катализаторов для увеличения скоростей реакций с высоким энергетическим барьером, в ионных двигателях для ускорения космических аппаратов. Учитывая вышесказанное, следует отметить актуальность изучения влияния внешнего потока электронов и плазмы генерируемой электронным пучком на зарядку и поведение плазменно-пылевых образований, определение условий, в которых возможно получение экстремально высоких зарядов пылевых частиц.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования зарядки пылевых частиц при непосредственном воздействии электронного пучка. Эксперименты проводились в атмосферах различных газов (воздух, гелий), давление которых варьировалось от 0.2 до 2 Торр, при этом были использованы частицы различных материалов и формы: металлические частицы (медь, средний диаметр частиц фракции около 50 мкм), частицы с малой работой выхода тер-

моэлектронов (гексаборид лантана, средний диаметр частиц фракции около 20 мкм), крупные диэлектрические частицы (стеклянные микросферы, средний диаметр частиц фракции около 60 мкм), керамические частицы (оксид алюминия, средний диаметр частиц фракции около 150 мкм) и др. Ток электронного пучка изменялся в диапазоне от 1 до 10 мА, разгоняющее напряжение составляло 25 кВ, диаметр пучка в области воздействия на макрочастицы составлял 5 мм. На основании экспериментальных данных получены средние значения скоростей разлета макрочастиц, вызванного приобретаемым ими электрическим зарядом. Проведены оценки этого заряда для различных условий эксперимента, так, например, для частиц оксида алюминия этот заряд составил $\sim 10^7$ элементарных зарядов, что на $\sim 2-3$ порядка больше, чем заряд, приобретаемый пылевыми макрочастицами в высокочастотном разряде.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-08-01584 и 06-02-17532).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ СИЛЬНО АСИММЕТРИЧНЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Лисин Е.А. , Ваулина О.С.*

IHED RAS, Moscow, Russia

**lisin@ftk.mipt.ru*

Большинство работ, посвященных исследованию свойств пылевой плазмы, имеет дело со сферическими пылевыми частицами. Лишь недавно появился ряд экспериментальных исследований, в которых пылевые частицы имеют сильно асимметричную (цилиндрическую) форму. Плазменно-пылевые системы с сильно асимметричными частицами имеют значительно более широкий спектр возможных состояний. Наряду с «обычной» кристаллической или жидкостной фазой в таких системах могут наблюдаться различные формы с разной степенью ориентационного и позиционного упорядочения. Исследование свойств пылевой плазмы с асимметричными частицами представляет как значительный собственный интерес, так и позволяет расширить возможности бесконтактных методов диагностики газоразрядной плазмы, например, при измерении электрических полей в газоразрядных камерах. В отличие от сферических частиц, измерения с цилиндрическими частицами позволяют выявить даже незначительную конструктивную асимметрию газоразрядной трубки, приводящей к изме-

нению симметрии электрического поля. Левитация цилиндрических пылевых частиц в плазме наблюдалась в стратах разряда постоянного тока и в приэлектродном слое емкостного высокочастотного разряда. Наблюдаемая для ряда лабораторных условий пространственная ориентация осей цилиндрических частиц зачастую не укладывается в рамки существующих теоретических моделей и может быть весьма разнообразной: горизонтальной, вертикальной или под некоторым углом к оси газоразрядной камеры, а также меняться от центра пылевой структуры к ее периферии. В настоящей работе выполнено моделирование динамики заряженных протяженных частиц, удерживаемых во внешнем электрическом поле. Равномерно заряженные цилиндрические частицы моделировались цепочкой, состоящей из идентичных одноименных точечных зарядов, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Моделирование выполнялось методом молекулярной динамики для различных соотношений точечных зарядов и цилиндров. В результате аналитического рассмотрения системы двух протяженных частиц в поле ловушки определены критерии, позволяющие предсказывать формирование той или иной позиционной и ориентационной конфигурации частиц.

ЗАРЯДКА И ЭКРАНИРОВКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЗАМОРОЖЕННЫХ РЕАКЦИЙ

*Дьячков Л.Г.^{*1}, Храпак А.Г.¹, Храпак С.А.²*

¹*ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия,* ²*MPE, Garching, Germany*

**dyachk@mail.ru*

Разработана теоретическая модель зарядки и экранировки пылевых частиц в слабоионизованной плазме в гидродинамическом приближении с учетом бесстолкновительного слоя для ионов и электронов вокруг частицы. Принимается во внимание возможность эмиссии электронов с поверхности пылевой частицы, и определен эмиссионный параметр G , характеризующий ее интенсивность независимо от механизма (вторичная, термо- или фотоэмиссия). Полагается, что объемными ионизацией и рекомбинацией в окрестности частицы можно пренебречь по сравнению с процессами на ее поверхности (приближение замороженных реакций). Длина экранирования λ предполагается превышающей как радиус пылинки a , так и длины свободного пробега ионов l_i и электронов l_e , а соотношения между a , l_i и l_e могут быть произвольными. Показано, что потенциал в окрестности пылевой частицы

имеет кулоновскую асимптотику с некоторым эффективным зарядом Z_{eff} , который всегда отрицателен независимо от знака истинного заряда пылинки Z_d . Получены зависимости истинного и эффективного зарядов от l_e/l_i , l_i/a , λ/a , $\lambda/l_{i(e)}$, а также от эмиссионного параметра G и отношения температур электронов и ионов T_e/T_i . Проведено сопоставление теории с экспериментом и численными расчетами. Предельный случай данной теории $\lambda/a \gg 1$, $\lambda/l_{i(e)} \gg 1$ рассматривался ранее в наших работах [1–3], при отсутствии электронной эмиссии ($G = 0$) — в [1, 2], в пренебрежении бесстолкновительным слоем ($l_{i(e)}/a \ll 1$) — в [3].

1. Дьячков Л.Г., Храпак С.А., Храпак А.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2006. Черноголовка, 2006. С. 244.
2. D'yachkov L.G., Khrapak A.G., Khrapak S.A., and Morfill G.E. // Physics of plasmas 2007. V.14. №4. 042102.
3. Дьячков Л.Г., Храпак С.А., Храпак А.Г. // Физика экстремальных состояний вещества — 2007. Черноголовка, 2007. С. 299.

РАСЧЕТ ЗАРЯДКИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ С УЧЕТОМ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО СЛОЯ

*Дьячков Л.Г., Костановский И.А.**

IHED RAS, Moscow, Russia

**kostanovskiyia@gmail.com*

Проведен расчет зарядки и экранировки пылевых частиц в гидродинамическом приближении на расстоянии большем, чем длина свободного пробега. Слой толщиной порядка длины свободного пробега рассматривался как бесстолкновительный. Учитывались объемные процессы ионизации и рекомбинации, а так же эмиссия электронов с поверхности пылевой частицы. Получены зависимости заряда от параметров задачи.

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТЕНЦИАЛА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ
ЧАСТИЦ В КЛАСТЕРАХ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ
МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ
ДАНЫМ**

Тимофеев А.В. , Стегайлов В.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**ihed.timofeev.av@gmail.com*

Данная работа направлена на изучение характера межчастичного взаимодействия пылевых частиц в плазме ВЧ разряда. На основе метода молекулярной динамики проводится моделирование двумерных плазменно-пылевых кластеров $N = 1-30$ частиц. Рассмотрены случаи потенциала Дебая $\phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_{scr}}\right)$ и двухэкспоненциального потенциала, предложенного в работе [1]. Частицы находятся во внешнем потенциале поля-ловушки $U_{ex}(x, y) = \varepsilon(x^2 + y^2)$. Незвестные параметры потенциалов восстанавливаются путём сравнения траекторий частиц, автокорреляционных функций скорости и колебательных спектров, полученных на основе молекулярно-динамического моделирования и анализа экспериментальных данных [Петров О.Ф., Гавриков А.В., Нехаевский Ю.Ю. и др.]

1. Филиппов А.В., Загородний А.В., Момот А.И., Паль А.Ф., Старостин А.Н. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. №1. С. 164.

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ
ВЧ-РАЗРЯДА**

Добровольская А.С. , Норман Г.Э.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**Suliven@mail.ru*

В литературе нет единого мнения о взаимодействии заряженных пылевых частиц друг с другом [1, 2]. В работе сделана попытка восстановить потенциал взаимодействия пылевых частиц путем сравнения результатов моделирования методами молекулярной динамики для различных моделей потенциалов межчастичного взаимодействия с экспериментальными данными [3]. В работе [3] проведен эксперимент по плавлению пылевого кластера в плазме ВЧ-разряда и результаты представлены в виде спектров колебаний кластера в различных усло-

виях (мощность разряда от 2 до 5 Вт, давление от 4 до 18 Па, частицы различного диаметра, вариация числа частиц).

Сначала решается прямая задача — моделирование кластера пылевых частиц с использованием модели экранированного двухпараметрического потенциала и получение спектров рассчитанных траекторий с помощью преобразования Фурье. Затем обратная: нахождение наиболее подходящих параметров потенциала из сравнения расчетов с экспериментальными спектрами. Количество экспериментальных данных позволяет составить для неизвестных параметров переопределенную систему уравнений. Для трех неизвестных параметров (два параметра потенциала — длина экранирования и заряд частицы и один параметр удерживающего частицы параболического поля) получаются уравнения при различной мощности ВЧ-разряда и для различных значений давления. Имеется также экспериментальная зависимость температуры от давления для частиц различного диаметра. В случае неразрешимости системы уравнений для параметров этого потенциала необходимо пользоваться другими, более сложными моделями, например, четырехпараметрическим потенциалом взаимодействия [2].

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. //УФН, 2004, Т. 174 С. 495.
2. Филиппов А. В., Загородний А. Г., Паль А. Ф., Старостин А. Н. //Письма в ЖЭТФ. Т. 85. Вып. 4. С. 180.
3. Y. Ivanov and A. Melzer. //Physics of plasmas. 2005. V.12. P. 072110

О ВРАЩАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ПЫЛИНОК В ПЛАЗМЕ

Майоров С.А.

ИОФ РАН, Москва

mayorov_sa@mail.ru

При экспериментальных исследованиях свойств образований из пылевых частиц в газоразрядной плазме с осевой симметрией было обнаружено, что пылинки могут совершать вращательное движение вокруг осевой линии в горизонтальной плоскости. В проекции на эту плоскость сила гравитации равна нулю, проекция электрического поля направлена по радиусу и также не может вызвать вращательного движения. При отсутствии магнитного поля направление силы ионного увлечения противоположно направлению электрического поля (для отрицательно заряженных пылинок) и соответственно, также имеет

только осевую и радиальную составляющие. Следовательно, сила ионного увлечения в отсутствии магнитного поля также не может вызвать движение по окружности. В то же время, вращение в горизонтальной плоскости вокруг осевой линии проявляется во многих экспериментах, как с магнитным полем [1–7], так и без него [7, 9].

В работах [10–12] рассмотрена эффективная сила, названная реактивной, которая действует на пылинку в ионном потоке. Механизм этой силы обусловлен столкновениями ионов потока с атомами буферного газа и передаче импульса от потока дополнительно ускоренных в поле пылинки ионов атомам буферного газа (при перезарядке ионов на атомах буферного газа). В результате атомами (которые до перезарядки были ионами) из системы «пылинка + ионы» выносятся больший импульс, чем вносился ими, что и создаёт реактивную силу, направленную против потока (отрицательная сила трения — более подробный анализ см. в [11, 12]).

Реактивная сила в большинстве экспериментов с пылевой плазмой не проявляется явно из-за того, что помимо нее на пылинку действуют также и другие силы и разделить их влияние невозможно. Но в случае вращения пылинки вокруг оси симметрии на пылинку в направлении вращения действует только реактивная сила, а при наличии продольного магнитного поля — добавляется сила ионного драга, обусловленная электрическим дрейфом ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Направления сил ионного увлечения и реактивной противоположны, поэтому их конкуренцией может объясняться наблюдавшийся в экспериментах [6, 7]) эффект изменения направления вращения при увеличении магнитного поля.

Автор благодарит Российский Фонд Фундаментальных Исследований и Нидерландское научное общество NWO за финансовую поддержку работы.

1. Konopka U., Samsonov D., Ivlev A.V., Goree J., Steinberg V., Morfill G.E. // Phys. Rev. E. 2000. V.61. P. 1890.

ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Попова Д.В., Майоров С.А., Антипов С.Н., Петров О.Ф.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**popovadaria@mail.ru*

В работе [1] показано, что функция распределения по скорости ионов тяжелого газа при их дрейфе в легком газе радикально отличается от распределения при дрейфе в собственном газе. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований формирования упорядоченных плазменно-пылевых структур в стратифицированном положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока в смеси He-Kr. Разработанная система напуска газов в газоразрядную трубку позволяла менять соотношение газов в смеси в ходе эксперимента при постоянном общем давлении. исследована зависимость структурных и динамических параметров плазменно-пылевых структур от количественного соотношения газов в смеси при добавлении малых порций (1–10%) «тяжелого» Kr в более «легкий» He. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с существующими теоретическими оценками и результатами численного моделирования. Проанализировано влияние изменения функции распределения по скоростям на характеристики плазменно-пылевых структур.

1. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2007, № 7, стр. 44.

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР В ЯДЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПЛАЗМЕ

*Богачев С.С.¹, Владимиров В.И.*¹, Депутатова Л.В.¹,
Исаков А.А.², Рыков В.А.², Рыков К.В.²*

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, ²ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск

**dlv@ihed.ras.ru*

В процессе обработки ранее полученных экспериментальных результатов [1] производился вейвлет-анализ изображений пылевых структур. Для проведения анализа растровое изображение представляется как двумерный сигнал и производится прямое непрерывное вейвлет-преобразование этого сигнала. Вейвлет-преобразование является разложением сигнала в ряд базисных функций, называемых вей-

влетами, причем элементы ряда образуются путем масштабирования и сдвига одной единственной материнской вейвлет-функции. В итоге преобразования, для каждого значения масштабного коэффициента, получаем картину вейвлет-коэффициентов, с размером, соответствующим исходному изображению. При этом коэффициенты на таких картинах-спектрах принимают максимальные значения в тех местах, где огибающая исходного сигнала (изменение яркости изображения) максимально приближена к форме анализирующей вейвлет-функции соответствующего масштаба. Таким образом, вейвлет-анализ может выступать как своего рода микроскоп, позволяющий исследовать структуру изображения на разных уровнях детализации.

В работе описано коллективное вихревое движение пылевых частиц диоксида церия в плазме, образующейся при торможении пучка протонов, полученного на ускорителе. Рассмотрен случай вихревой пылевой структуры с периодически изменяющимся направлением вращения. Приведены изображения, иллюстрирующие такого рода явления — видео-кадры, полученные непосредственно в ходе эксперимента, и запечатлевшие один из выбросов пылевых частиц из вихря, а также, результат обработки этих кадров посредством вейвлет-анализа, позволяющий рассмотреть пылевую структуру более детально. Произведена оценка скорости распространения выбрасываемого из вихря пучка пылевых частиц.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05–08–33650, № 07–08–13612офи) и Правительства Калужской области (№ 07–02–96419).

1. Фортов В.Е., Фридман А.М., Рыков В.А. и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 7. С. 640

ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ В ТРЕКОВОЙ ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПУЧКОМ ПРОТОНОВ

*Рыков В.А.¹, Рыков К.В.¹, Исаков А.А.¹,
Депутатова Л.В.², Владимиров В.И.*²*

¹ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

*dlv@ihed.ras.ru

Ранее были проведены экспериментальные исследования самоорганизации пылевых структур в плазме, создаваемой горизонтально направленным пучком протонов. Использование для создания плазмы ионов, полученных на ускорителях, значительно улучшает условия

эксперимента по сравнению с опытами, в которых плазма образуется при ионизации газа частицами радиоактивного источника [1]. В этом случае пучок ионизирующих частиц обладает малой расходимостью, а ток пучка можно сделать достаточно большим для того, чтобы треки ионов имели за время своего существования значительное перекрытие — плазма становится квазиоднородной. В зависимости от давления газов были получены структуры различного типа, вплоть до пылевого кристалла [2, 3]. Горизонтальное направления пучка, казалось бы, не является оптимальным для компенсации силы тяжести. Поэтому цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании поведения пылевых частиц в трековой плазме, создаваемой вертикальным пучком ускоренных протонов. Как и в работах [2, 3], эксперименты проводились на электростатическом ускорителе ЭГ-2.5 ГНЦ РФ-ФЭИ. Этот ускоритель создает непрерывный пучок протонов с энергией до 2.5 МэВ и током до 5.0 микроампер. В экспериментах использовались монодисперсные частицы диаметром 2.5 мкм, в качестве плазмообразующего газа использовался ксенон. Результаты этих исследований впервые позволили обнаружить новые эффекты, связанные с коллективными явлениями в плазменно-пылевых структурах. Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05–08–33650, № 07–08–13612) и Правительства Калужской области (№ 07–02–96419).

1. Фортвов В.Е., Рыков В.А., Депутатова Л.В и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 2(8). С. 353–365
2. Fortov V.E., Rykov V.A., Budnik A.P., et al. // Physics Letters A. 2006. V.351. P. 296–301
3. Fortov V.E., Rykov V.A., Budnik A.P., et al. // J. Phys. A: Math Gen. 39. No 17 (28 April 2006) 4533–4537

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ДЛЯ ОЧИСТКИ ПОВЕРХНОСТИ ПОРОШКОВ МИКРОМЕТРИЧЕСКОГО РАЗМЕРА

*Шурупов М.А.*¹, Райнычи В.А.²*

¹*МФТИ, Долгопрудный, ²ШО ОИВТ РАН, Шатура*

**Grizli-1987@mail.ru*

При получении качественных изделий порошковой металлургии чистота поверхности частиц является определяющим фактором, от которого зависят свойства конечного изделия. Применяемые в настоящее

время методы очистки (химические, термические) недостаточно эффективны. Целью данной работы является оценка возможности очистки поверхности металлических порошков в плазме тлеющего разряда, создание установки по очистке металлических порошков от примесей и окислов с использованием известных закономерностей поведения пылевой плазмы, а также установления области применимости данной методики, в частности, от размера частиц.

Предполагается использование тлеющего разряда, горящего в стеклянной трубке радиуса $R \sim 5$ см и длиной $L \sim 1$ м. Трубка заполняется буферным газом (неоном) при давлении $p = 0.01\text{--}1$ Торр. Между электродами труба имеет отводы для установки необходимых зондов диагностики плазмы и вакуумметров. В нижней части трубы находятся устройства напуска буферного газа, воздуха и сбора микропорошка. Буферный газ циркулирует в замкнутой системе, включающей в себя систему очистки. В верхней части разряда находится зона разогрева частиц порошка, представляющая собой катушку (виток) через которую пропускается СВЧ ток. В работе представлен расчёт динамики движения и разогрева микрочастиц, а также возгонки примесей. Основное преимущество такой схемы — отсутствие непосредственного контакта между частицами, что позволяет повысить степень очистки их поверхности. Разработан эскизный проект экспериментальной установки для исследования и отработки технологии очистки поверхности металлических порошков.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА СИЛЬНОТОЧНОЙ ДУГИ МЕТОДОМ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф.*

ОИВТ РАН, Москва

**it_is_a_good@mail.ru*

Скоростная цифровая видеокамера VS-FAST фирмы «ВидеоСкан» (Москва) с цветным CMOS-сенсором фирмы Micron используется нами для скоростной визуализации прикатодной области дуги. Режим регистрации: число строк изображения 150, число кадров 3000 с^{-1} время экспозиции кадра от 2 до 10 мкс, пространственное разрешение не хуже 30 мкм.

Исследовалась область взаимодействия «приэлектродная плазма – вольфрамовый катод» сильноточной (200–500 А) аргоновой и азотной дуги атмосферного давления в плазматроне с расширяющимся анад-

ном каналом [1]. Резкое изображение этой области размером 2.5x1.5 мм проектировалось на матрицу камеры VS-FAST с увеличением 2:1 объективом «Гелиос-40».

В результате скоростной визуализации была изучена динамика основных процессов, протекающих на поверхности катода и приводящих к эрозии его материала.

Для дуги в азоте характерен отрыв фрагментов катода объёмом от 10^{-3} до 10^{-2} мм³, которому предшествует трещинообразование. После первого часа непрерывной работы азотной дуги отрыв больших фрагментов ($d \geq 0.1$ мм) не наблюдается. В аргоновой дуге при тех же токах уноса крупных фрагментов материала катода вообще не происходит. Существенным для дуги в азоте является образование жидкой фазы на части токоотбирающей поверхности катода.

Система с цветным CMOS-сенсором представляет цветное изображение объекта в виде трех цветовых составляющих, соответствующих синему, зеленому и красному компоненту интегральной картины. Это позволяет исследовать поля температур на поверхности W-катода путём сравнения светимости катода со светимостью эталонного источника. В работе показано, что с наибольшей точностью температура поверхности катода измеряется по «красной» компоненте излучения.

Использование мегапиксельных видеокамер с высоким быстродействием особенно перспективно для получения излучательных характеристик в процессах, имеющих малые времена развития (порядка мкс) и протекающих в малом пространстве. Работа поддерживается грантами РФФИ (проекты № 05–08–18027 и № 07–08–00252).

1. Исакаев Э.Х., Григорьянц Р.Р., Спектор Н.О., Тюфтяев А.С. //ТВТ. 1994, Т. 32. № 4. С. 627.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА НА ПОТОК

Терешонок Д.В.

МФТИ, Долгопрудный

dimon_ter@mail.ru

Сравнительно недавние исследования показали пригодность диэлектрического барьерного разряда для улучшения аэродинамических характеристик при обтекании тел. По этому поводу было сделано много докладов на различных конференциях, в частности на ежегодной Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.

Разряд возникает в результате приложенного переменного напряжения в несколько тысяч вольт и несколько тысяч герц между двумя электродами, один из которых оголен, а второй изолирован от внешней среды диэлектриком. В разряде образуются положительные, отрицательные ионы и электроны. Воздействие на них электрического поля приводит к появлению дополнительной силы объемного заряда, которую нужно учитывать при решении уравнения Новье-Стокса. Если к уравнению применить операцию ротора, тогда получим уравнение для вихря. В этом случае сила объемного заряда и будет ответственна за возникновение завихренности. Поэтому область воздействия разряда на поток можно представить в виде искусственного вихря, который задается различными способами в зависимости от используемых вычислительных приложений.

В МФТИ имеется кластер, один из самых мощных в России, на котором производилось моделирование воздействия разряда на поток. Вычисления были сделаны с помощью пакета GasDynamicsTool, который имеет мощную визуализацию и позволяет отображать изменения во времени таких параметров, как скорость, температура, плотность, завихренность, число Маха, подъемная сила, сила сопротивления и т.д. в двумерном и трехмерном случаях.

С помощью этого пакета было произведено моделирование обтекания крыла НАСА-0012. После выхода на стационарный режим включается разряд, который задается в виде прямоугольной области с конкретным распределением скоростей. Как результат на видео четко видно изменение линий тока и смещение линии отрыва вниз потечению. Так же есть расчет для двумерной модели, где в качестве тела использовался эллипс. В этом случае в качестве актуатора был выбран источник энергии, при этом исследовалось его влияние на поток в зависимости от мощности и частоты.

1. Orlov D. M. Modelling and Simulation of Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators., Ph.D. thesis, University of Notre Dame, 2006.
2. Терешонок Д. В. Физика плазмы барьерного разряда, тезисы конференции МФТИ 2007.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ ОТРЫВОМ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОТОКА ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ НА ОБТЕКАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Савельев А.С.*¹, Голуб В.В.², Ласкин И.Н.²*

¹МФТИ, Долгопрудный, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**fisteh@mail.ru*

Последнее десятилетие характеризуется постоянным интересом к исследованию газового разряда для аэродинамических целей. Например, в [1] исследовалось силовое воздействие скользящего разряда на модель крыла в дозвуковом и сверхзвуковом потоке воздуха. Эксперименты проводились при малых углах атаки, с различными профилями крыла и разной энергией разряда. Показано устойчивое возбуждение скользящего разряда при скоростях потока воздуха от 40 до 520 м/с и при напряженности электрического поля 0,5–1 кВ/см. Определена величина силового воздействия плазмы скользящего разряда на модель крыла.

Цель данной работы — определить влияние места и мощности выделения энергии на отрыв потока при обтекании профиля высокоскоростным газовым потоком при малых и околоскритических углах атаки. Для этой цели была разработана программа, в которой реализован маршевый алгоритм расчета трехмерных вязких сверхзвуковых течений на основе параболизированных уравнений Навье-Стокса, решаемых с помощью стационарного аналога схемы Годунова. Также использовался алгоритм решения полной системы уравнений Навье-Стокса на основе схемы распадного типа (схемы Роя). Скользящий разряд моделировался как местное выделение тепла на поверхности обтекаемого тела. Показана возможность с помощью локального выделение тепла управлять отрывом пограничного слоя и создавать управляющее усилие на профиле при малых и околоскритических углах атаки.

Полученные данные могут быть использованы для создания неаэродинамических сил для управления траекторией летательного аппарата и для увеличения критической скорости флаттера.

1. V.S. Aksenov, S.A. Gubin, V.V. Golub, K.V. Efremov, I.N. Laskin, V.V. Volodin. Experimental and numerical investigation of impulse created by sliding electric arc discharge on semi conducting surface in the subsonic and supersonic flows // European conference for aerospace sciences, 2007

КИНЕТИКА ЗАРЯДКИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Емельянов А.В. , Еремин А.В.*

ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

**aemelia@ihed.ras.ru*

В работе исследован эффект отрицательной зарядки углеродных наночастиц, сформировавшихся в результате процессов пиролиза углеродосодержащих соединений за ударными волнами. Зарядка частиц происходила вследствие поглощения свободных электронов, образовавшихся при термической ионизации естественной примеси натрия.

В экспериментах наблюдалась зарядка частиц сажи, образованных при пиролизе бензола C_6H_6 и безводородных углеродных частиц, полученных при пиролизе C_3O_2 в диапазоне температур от 2000 до 3500 К. Размеры частиц в этих условиях составляли, согласно [1, 2], от 10 до 30 нм, а их концентрации варьировались в диапазоне от $5 \cdot 10^{10}$ до $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерение текущей концентрации свободных электронов проводилось с помощью высокочувствительных пристеночных зондов. Предварительно была проведена калибровка зондов в диапазоне концентраций электронов от 10^8 до 10^{13} см^{-3} . Начальные концентрации свободных электронов, определяемые степенью ионизации натрия, изменялись, в зависимости от температуры, от $1 \cdot 10^{10}$ до $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В процессе зарядки частиц эти концентрации снижались более чем на два порядка. Таким образом характерный конечный заряд частиц составлял порядка единицы. Характерные времена зарядки не зависели от концентрации и типа углеродных частиц и уменьшались с ростом температуры от 500 до 30 мкс.

Анализ кинетики зарядки и температурной зависимости равновесного заряда частиц проводился на основании рассмотрения баланса потока электронов и ионов натрия на поверхность частиц в диффузионном приближении [3]. Полученные в экспериментах величины заряда частиц и времен зарядки разумно согласуются с расчетами.

Работа поддержана грантами РАН и РФФИ.

1. Emelianov A., Eremin A., Gurentsov E., Makeich A., Jander H., Wagner H. Gg. // Proc. of the Combustion Institute. 2005, V. 30, P. 1433.
2. Starke R., Kock B., Roth P. // Shock waves. 2003. V.12. P. 351.
3. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН 2004. Т. 174. №5. С.495.

ФИЗИКА ИМПУЛЬСНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Стариковский А.Ю.

МФТИ, Долгопрудный

astar@neq.mipt.ru

Применение низкотемпературной плазмы в технологических процессах началось в 70-х годах нынешнего столетия. В последние 10–15 лет широкое распространение плазмохимических технологий, развитие новых экспериментальных методов исследования и резкий рост возможностей вычислительной техники привели к переосмыслению подхода к описанию газовых разрядов. Развитие плазмохимических технологий во многом определяется степенью понимания процессов, происходящих в плазме. Особенно важную роль с точки зрения приложений играют процессы производства в разряде активных частиц, тесно связанные с распределением электрических полей и кинетикой электронов. Именно детальное исследование элементарных процессов, происходящих в газовом разряде, способно как улучшить понимание фундаментальных проблем физики низкотемпературной плазмы, так и привести к оптимальному решению технологических проблем.

ИЗМЕНЕНИЕ РЕЖИМА ОБТЕКАНИЯ В НИЗКОТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПРИ ПОМОЩИ ИМПУЛЬСНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА

Рупасов Д.В., Нуднова М.М., Завъялов И.Н.,*

Стариковский А.Ю.

МФТИ, Долгопрудный

**astar@neq.mipt.ru*

При полетах летательных аппаратов одной из проблем является контроль положения точки отрыва погранслоя на профиле крыла, в частности, необходимо избегать отрыва потока, поскольку это оказывает катастрофическое влияние на аэродинамические характеристики профиля. Наиболее важным вопросом для плазменного контроля потоков является количество энергии, необходимое для эффективного изменения аэродинамических сил. Для минимизации энергии, необходимой для производства плазмы, важно использовать газовый разряд с очень точно определенным выделением энергии, как в пространстве, так и во времени. Итак, необходимо организовать энерговыделение в специфической зоне погранслоя при высоких скоростях релаксации

энергии. Наиболее перспективным представляется использование поверхностного барьерного разряда.

Проведены исследования по влиянию плазмы наносекундного скользящего разряда на обтекание профиля. Использовались два режима работы генератора: постоянный, при котором импульсы высокого напряжения подавались на разрядный промежуток со строго определенной частотой и цуговой режим, когда импульсы подавались сериями. Число импульсов в одной серии варьировалось от 1 до 100, частота повторения импульсов в одном цуге составляла 100 кГц, расстояние между сериями импульсов составляло 1–100 ms.

Была измерена зависимость подъемной силы, коэффициента сопротивления и аэродинамического качества от частоты повторения импульсов. Диапазон частот, соответствующий максимальной эффективности с точки зрения аэродинамического качества отличается от диапазона с максимальной подъемной силой.

1. A.Yu.Starikovskii, N.B.Anikin, I.N.Kosarev, E.I.Mintoussov, M.M.Nudnova, A.E.Rakitin, D.V.Roupassov, S.M.Starikovskaia, I.N.Zavialov, V.P.Zhukov «Nanosecond Pulsed Discharges for Plasma Assisted Combustion and Aerodynamics» //Journal of Propulsion and Power, 13 April 06
2. G. Artana, R. Sosa, E. Moreau, G. Touchard. «Control of near-wake flow around a circular cylinder with electrohydrodynamic actuators». // Experiment in Fluids 355, P. 580.
3. R. Rivir, A White, C. Carter, B. Ganguly «AC and pulsed plasma flow control», AIAA-2004–0847 // 42nd Aerospace Sciences Meeting Exhibit 5–8 January 2004.

АЛГОРИТМ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЦИОННОГО НАГРУЖЕНИЯ ИСПЫТЫВАЕМОЙ АППАРАТУРЫ НА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРАХ

*Пикалов Г.Л., Кусеев С.В.**

12 ЦНИИ МО РФ, Сергиев Посад

**skit@tsinet.ru*

Работоспособность технических устройств, используемых на атомных электростанциях, космических аппаратах с ядерными энергетическими установками и других объектах, определяется радиационной стойкостью применяемых в них материалов и аппаратуры в целом. Такие образцы электронного оборудования должны испытываться на ра-

диационную стойкость. Испытания проводятся на различных ядерно-физических установках, в том числе, на исследовательских ядерных реакторах. Перед проведением этих работ прогнозируются параметры радиационного нагружения испытываемого образца, которые по воздействию должны быть адекватны параметрам излучения в штатных режимах его функционирования. В настоящей работе приведен алгоритм выполнения операций по прогнозированию параметров радиационного нагружения на реакторе ПРИЗ.

Реактор является источником нейтронов и гамма-излучения, что позволяет реализовать прямой метод радиационного нагружения испытываемых изделий. Требуемые значения параметров нагружения и однородности поля радиационного воздействия достигаются выбором режима работы реактора ПРИЗ и места установки испытываемых изделий в стендовом зале относительно реактора.

Нормы радиационного нагружения образца на реакторе определяются параметрами гамма-нейтронного излучения, реализуемыми на внешней поверхности испытываемого образца с учетом эффективности воздействия нейтронов реактора относительно нейтронов источника, в поле излучений которого функционирует образец и эквивалентности гамма-излучения и нейтронов ядерного реактора по структурным повреждениям.

АВТОНОМНЫЕ ГАЗОПОРШНЕВЫЕ МИНИ-ТЭЦ

Денисов-Винский Н.Д. , Зайченко В.М., Марков А.В.,
Суслов В.А.*

ИНЭП ОИВТ РАН, Москва

**zaitch@oivtran.ru*

В последнее десятилетие в России наблюдается устойчивый рост доли децентрализованных источников электроэнергии. При этом основная доля прироста будет происходить на установках, использующего в качестве топлива природный газ, т.е. на газотурбинных и газопоршневых. На российском рынке широко представлены агрегаты иностранных компаний. К их недостаткам относится высокая удельная стоимость, стоимость обслуживания, ремонта, зависимость от дорогих запчастей, расходных материалов. На этом фоне особое внимание следует уделить отечественным производителям.

В ОИВТ РАН была создана мини-ТЭЦ электрической мощностью 200 кВт, на базе автомобильного дизельного двигателя ЯМЗ – 240М2, конвертированного для работы на газовом топливе. Для проведения

испытаний была написана программа, позволяющая контролировать все параметры установки и архивировать их.

В мини-ТЭЦ предусмотрена утилизация тепла от трёх источников: от жидкости (вода, тосол), охлаждающей рубашку двигателя, от масляной системы двигателя и от отходящих газов. Устройство эквивалентной активной электрической нагрузки состоит из двух трёхфазных калориферов, каждый, из которых имеет секции по 33 кВт. Общая электрическая нагрузка 198 кВт. Устройство тепловой нагрузки представляет собой калорифер стендового корпуса.

Испытания показали, что установка устойчиво работает на электрических нагрузках до 90% от номинальной (при полном снятии утилизированной теплоты в тепловом калорифере установки) в диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха от 1.1 до 1.5. Это даёт возможность, регулировать подачу воздуха, обеспечивая либо режимы с оптимальной экологией, либо максимальной мощности. Амплитуда колебаний частоты — в пределах 0.05–0.1 Гц (0.1–0.2%), тока — 0.1 А (0.1%). Содержание вредных примесей в продуктах сгорания находится в пределах допустимых норм для дизельных электростанций. Коэффициент использования топлива при нагрузках 50% и выше практически постоянен и превышает 80%.

Испытания показали, что мини-ТЭЦ на базе двигателя и комплекствующих отечественного производства могут составить достойную конкуренцию западным аналогам.

ОЦЕНКА ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ И НЕМАТЕРИАЛЬНЫХ АКТИВОВ ИТЭС ОИВТ РАН

*Петровский В.П.^{*1}, Петровская Е.В.²*

¹*ОИВТ РАН, Москва, ²МФТИ, Долгопрудный*

**petrovsky@ihed.ras.ru*

В настоящей работе предложен методологический подход к оценке рыночной стоимости ИС и НМА академического института с учётом специфики его деятельности — выполнение фундаментальных и в меньшей степени прикладных исследований. Особенность оцениваемой научно-технической продукции, заключается в том, что создаваемые объекты ИС трудно оценить каждый в отдельности они представляют собой комплекс объектов, отражающих результат реализации единого замысла решения научной проблемы. По сути, финансирование ИТЭС состоит из двух частей. Первая составляющая — бюджетная, формируется за счёт базового и адресного финансирования

РАН. Дополнительные (предпринимательские) доходы институт получает, благодаря ряду неотделимых от института преимуществ, которые отличают ИТЭС от других подобных НИИ. Это — высокий рейтинг исследований научной школы ИТЭС, персональный «гудвилл» директора — академика Фортова В.Е. и т.д. Эти преимущества стимулируют потребителей НТП пользоваться услугами института и приносят доход сверх того, который требуется для получения разумного дохода на все остальные активы научного предприятия, включая доход на все прочие НМА, которые могут быть идентифицированы и отдельно оценены. Здесь работает синергобобщённый фактор — бренд. В нашем случае, брендом ИТЭС, будем считать выражение совокупности имиджевых (деловая репутация организации, персональный гудвилл руководителя института и ведущих учёных, корпоративная марка ИТЭС, товарный знак ОИВТ РАН) научных (высокий рейтинг учёных института в научном мире) инженерно-технических (высококвалифицированный инженерно-технический персонал) и иных характеристик, позволяющих его собственнику ИТЭС использовать данный бренд в качестве нематериального актива организации для получения дополнительного финансирования.

Таким образом, в рамках настоящей работы заложена методологическая основа определения рыночной стоимости, созданных в ИТЭС ОИВТ РАН объектов ИС (в виде научно-технической продукции) и НМА. Рыночная стоимость ОИС и НМА определяется как сумма исходных затрат на создание НТП и стоимости бренда ИТЭС.

ИНДЕКС ПО АВТОРАМ

- Albers P., 68
Batani D., 144
Molkov V., 112
Nishihara K., 137, 138
Rabier J., 36
Rethfeld B., 138
Schweigert I.V., 202
Tkacz M., 68
Upadhyay A.K., 138
Urbassek H.M., 138
Verbecke F., 112
Zbikowski M., 112
Абдулагатов И.М., 64
Абрамов Д.В., 149
Авдеев К.А., 122
Авдонин В.В., 74
Агранат М.Б., 133–135, 137
Адамович К.Г., 204
Аджиев А.Х., 127, 179
Аджиева А.А., 127
Аксёнов В.С., 111
Александрин С.Ю., 166
Александров А.Л., 203
Александров В.В., 160
Ананьев С.С., 156, 157
Андреев М.Ю., 109
Андреев Н.Е., 135, 141, 192
Андриевская В.Ю., 179
Анисимов С.И., 94, 137, 138
Антипов С.Н., 201, 214
Антонов В.Е., 59, 68
Апфельбаум Е.М., 190, 191
Арискин Д.А., 203
Артёмов Е.И., 153
Асиновский Э.И., 201
Ахкубекова С.Н., 53
Ашитков С.И., 133–135, 137
Бабушкин А.Н., 43, 44
Багдасаров Г.А., 199
Баженова Т.В., 114
Бакланов Д.И., 114, 115
Бакулин В.Н., 165
Бакшаев Ю.Л., 156, 157
Бартов А.В., 156, 157
Басевич В.Я., 121, 123
Башарин А.Ю., 45, 46, 150
Башкин И.О., 63
Баяндин Ю.В., 93
Безручко Г.С., 76
Бельхеева Р.К., 31
Белятинская И.В., 78
Беспалов Е.В., 82
Бисти В.Е., 145
Благодатских Д.В., 113
Блейхер Г.А., 169
Блинов П.И., 156, 157
Бобров А.А., 184
Богачев С.С., 214
Богомаз А.А., 198
Болдарев А.С., 160
Болтачев Г.Ш., 88
Бониц М., 182
Борисенок В.А., 72
Бородина Т.И., 72, 73, 77, 78
Боцан А.В., 25
Бритков И.М., 153
Бритков О.М., 153
Бронин С.Я., 184
Брызгунов В.А., 156, 157
Бугай И.В., 165
Будин А.В., 198
Бутузов А.А., 127
Бычков (мл.) С.С., 155
Бычков С.С., 155
Вайтанец О.С., 53

- Валуев И.А., 50
 Вальяно Г.Е., 46, 72, 77
 Валухов Д.П., 42, 43
 Васильев М.М., 201
 Васильев М.Н., 207
 Василяк Л.М., 205
 Ваулина О.С., 200, 204, 208
 Вегера И.И., 168
 Вейсман М.Е., 135, 192
 Веремьёв К.Н., 178
 Веремьёв Н.К., 178
 Винокурский Д.Л., 42, 43
 Вичев И.И., 183
 Владимиров В.И., 214, 215
 Волков Н.Б., 88
 Володин В.А., 154
 Володин В.В., 113–115
 Воробьев В.С., 54, 200
 Ворона Н.А., 207
 Воронина Э.И., 175
 Воцци К., 159
 Гавашели Д.Ш., 39
 Гавриков А.В., 204, 206, 207
 Галкин А.Ф., 149
 Гальбурт В.А., 117
 Гаранин В.А., 107
 Гасилов В.А., 160, 199
 Гасилов С.В., 143, 159
 Гацкевич Е.И., 154
 Голковский М.Г., 168
 Головастов С.В., 113–116, 130
 Головин А.М., 57
 Голуб В.В., 113–116, 130, 220
 Голубев А.А., 103, 161
 Голубев В.К., 24
 Гольшев А.А., 74, 75, 81
 Гончаров А.В., 185
 Горанская Д.Н., 206
 Горячев С.В., 217
 Гоц А.Н., 125
 Грабовский Е.В., 160
 Графутин В.И., 153
 Грибов А.Н., 160
 Григорьев Д.А., 162
 Грицук А.Н., 160
 Грушин А.С., 23
 Гуренцов Е.В., 146
 Гуськов С.Ю., 139
 Гуцол И.В., 177
 Даниленко К.Н., 166
 Данько С.А., 156, 157
 Двуреченский А.В., 154
 Дегтярева В.Ф., 22
 Демидов В.С., 103, 161
 Демидова В.Е., 161
 Демидова Е.В., 103
 Демченко Н.Н., 139
 Денисов-Винский Н.Д., 224
 Депутатова Л.В., 214, 215
 Директор Л.Б., 33, 131
 Добровольская А.С., 211
 Дождиков В.С., 173
 Долбин И.В., 66
 Долов М.Х., 48
 Домрачева И.В., 198
 Доскоч И.Я., 139
 Дракон А.В., 105
 Друкаренко С.П., 196
 Дудин С.В., 126, 161
 Дьяченко С.В., 160, 199
 Дьячков Л.Г., 201, 209, 210
 Едлин М.Ю., 172
 Емельянов А.В., 221
 Еремин А.В., 105, 106, 146, 221
 Ефремов В.П., 82, 104
 Ефремов К.В., 111
 Ефремов М.Д., 154
 Жадина Е.В., 205
 Жаренова С.В., 149
 Жарков А.П., 95, 164

Жаховский В.В., 137, 138
Жерноклетов Д.М., 77, 78
Жерноклетов М.В., 72
Жиляев П.А., 89
Жиляков Л.А., 152
Жогин И.Л., 82, 108
Жужунашвили А.И., 156
Жук А.З., 72
Жуков А.Н., 75, 79
Завьялов И.Н., 222
Зайченко В.М., 69, 70, 130, 224
Залужный А.Г., 153
Захаренков А.С., 100, 101
Захаров В.С., 188
Захаров С.В., 158
Захарова О.Д., 35
Зашакуев З.Т., 179
Зашакуев Т.З., 180
Зеленер Б.Б., 184, 185
Зеленер Б.В., 184, 185
Зеленин А.А., 156, 157
Зелепугин С.А., 97
Зельдович В.И., 87
Зиборов В.С., 104
Змитренко Н.В., 139
Зубков П.И., 109
Иванов А.В., 29
Иванов А.С., 200, 206
Иванов В.В., 88
Иванов В.С., 125
Иванов К.В., 116
Иванов М.И., 166
Иванов М.Ф., 113, 117, 118
Ивлев Г.Д., 154
Извеков О.Я., 61
Иногамов Н.А., 137, 138
Иосилевский И.Л., 182, 189
Исакаев Э.Х., 217
Исаков А.А., 214, 215
Исхакова Л.Д., 150
Казаков Е.Д., 156, 157
Кайгородов А.С., 88
Кайдалов А.А., 170
Калегари Ф., 159
Калинин Ю.Г., 156, 157
Калугин В.В., 153
Канель Г.И., 71, 76, 83
Карамурзов Б.С., 65
Карпенко С.В., 38–40
Карташева Е.Л., 160
Кац М.М., 103, 161
Каштанов П.В., 185
Квитов С.В., 26
Киверин А.Д., 118
Ким В.В., 99, 162
Кингсеп А.С., 156, 157
Кириллин А.В., 201
Кисеев С.В., 171, 223
Климов Н.С., 196
Климовский И.И., 148, 149, 193
Ковалев А.Е., 72
Козлов А.В., 195
Козлов А.Н., 196
Колеров С.Б., 103
Колесников А.И., 59
Колесников С.А., 161
Комаров П.С., 134
Конюхов А.В., 94
Копцева А.А., 39
Коровяков Д.А., 39
Королёв В.Д., 156, 157
Косов В.В., 70
Косов В.Ф., 69, 70
Костановская М.Е., 147
Костановский А.В., 147, 152
Костановский И.А., 210
Костенко О.Ф., 135, 141
Костин А.Б., 166
Кремешков В.К., 180
Кривобоков В.П., 169

- Круковский А.Ю., 199
 Крутик М.И., 129
 Крюгер Л., 85
 Куготова А.М., 65
 Кузнецов С.В., 142
 Кузовников М.А., 68
 Куксин А.Ю., 90
 Кунижев Б.И., 65
 Куропатенко В.Ф., 30
 Кяров А.Х., 40
 Лавров В.В., 126
 Ланкин А.В., 186
 Лапицкий Д.С., 193
 Лапицкий Ю.Я., 153
 Ласкин И.Н., 115, 116, 220
 Лебедев Р.В., 132
 Лебо А.И., 144
 Лебо И.Г., 144
 Левашов П.Р., 25, 101, 102, 135,
 136, 182, 191, 192
 Леонтьев А.А., 126
 Лившиц С.А., 132
 Лившиц Ю.Я., 196
 Лисин Е.А., 208
 Литвинов Б.В., 87
 Лихачев А.П., 94
 Ломоносов И.В., 30, 99, 162
 Лосев С.Ю., 198
 Лузганов С.Н., 195
 Лукьянчиков Л.А., 82, 108
 Лысенко И.Ю., 150
 Марковец В.В., 201
 Магунов А.И., 143
 Майер Л.В., 85
 Майков И.Л., 33, 130, 131
 Майоров В.П., 127, 129
 Майоров С.А., 201, 212, 214
 Майорова Л.М., 155
 Макеич А.А., 106
 Малевич В.Л., 154
 Малышенко С.П., 54
 Мамаева Ж.М., 53
 Мамчур М.О., 38
 Манькин Э.А., 184
 Марков А.В., 224
 Марков Н.В., 161
 Маркушкин Ю.Е., 59
 Марьясов А.Г., 56
 Матвейчев А.В., 99, 163
 Мельникова Н.В., 44
 Мержиевский Л.А., 108
 Мижирицкий В.И., 156
 Микушкин А.Ю., 115
 Милявский В.В., 72, 73, 76–78
 Мингалеев А.Р., 198
 Минтусов Е.И., 119
 Минцев В.Б., 126, 161, 194
 Митрофанов К.Н., 160
 Можарова Т.С., 101
 Молодец А.М., 28, 74, 75, 80, 81
 Москачева А.А., 196
 Москвичёв В.А., 166
 Мочалова В.М., 107
 Мурадян В.Е., 75
 Муртазаев А.К., 62
 Муш Д., 85
 Мясников М.И., 217
 Назин С.С., 181
 Наймарк О.Б., 93
 Нахушев А.М., 32
 Никипелов А.А., 119
 Никифоров А.И., 154
 Николаев Д.Н., 26
 Нисоли М., 159
 Новиков В.Г., 23, 183, 188
 Новиков М.Г., 72
 Норман Г.Э., 91, 211
 Нуднова М.М., 222
 Обручкова Л.Р., 191, 192
 Овчинников А.В., 133–135

- Окуловский Ю.С., 66
Окуньков К.Ю., 127
Олейник Г.М., 160
Ольховская О.Г., 160, 199
Опарин А.М., 94
Орквасов Ю.А., 180
Осипьян Ю.А., 74
Острик А.В., 60, 165
Пахунова Ю.О., 40
Пелецкий В.Э., 57
Петкогло Н.П., 35
Петренко М.В., 198
Петров О.Ф., 201
Петров В.А., 173
Петров О.Ф., 200, 201, 204, 206,
207, 214
Петров Ю.В., 137, 138
Петровская Е.В., 225
Петровский В.П., 225
Петухов В.А., 117
Пикалов Г.Л., 171, 223
Пикуз (мл.) С.А., 143
Пикуз С.А., 156, 157, 198
Пикуз Т.А., 143, 159
Пинчук М.Э., 198
Писарев В.В., 92
Писарев С.А., 75
Питерс Ф.М., 203
Поболь И.Л., 168
Поварницын М.Е., 100–102, 135,
136
Подковыров В.Л., 196
Позубенков А.А., 198
Полищук В.П., 195
Поляков Д.Н., 205
Понятовский Е.Г., 63
Попов В.В., 129
Попова Д.В., 214
Похил Г.П., 152
Пресняков Д.В., 147
Прокопов А.С., 114
Прокопьев Е.П., 153
Прокошев В.Г., 149
Прууэл Э.Р., 82, 108
Пяллинг А.А., 26
Пятницкий Л.Н., 155
Рагимов Э.А., 180
Радченко А.В., 86
Радченко П.А., 98
Разоренов С.В., 76, 83, 85
Райбул С.В., 175
Райныш В.А., 216
Ракитин А.Е., 110
Рахель А.Д., 34
Реутов Б.Ф., 49, 64
Розанов В.Б., 139
Романова В.М., 156, 157, 198
Руднев А.А., 177
Рупасов Д.В., 222
Русин С.П., 174
Рутберг Ф.Г., 198
Рыков В.А., 49, 214, 215
Рыков К.В., 214, 215
Савельев А.С., 116, 220
Савинцев А.П., 38, 40, 151
Савинцев Ю.П., 37
Савинцева С.А., 37
Савиных А.С., 76, 83
Савранский В.В., 148
Сайтов И.М., 186
Сасоров П.В., 160
Сахаров М.К., 59, 63, 68
Саядян Д.Л., 42
Семенычева О.В., 176
Семёнов А.М., 35
Семин М.С., 127, 129
Семин Н.В., 115
Сергеев О.В., 51
Сёмин Н.В., 116
Сидоров Н.С., 74

- Симаков В.Г., 72
 Синельщиков В.А., 69, 70
 Синько Г.В., 22
 Ситников Д.С., 133, 135
 Скобелев И.Ю., 143
 Скоблин М.Г., 120
 Скрипняк В.А., 84, 85
 Скрипняк Е.Г., 84, 85
 Скрипов П.В., 66
 Сметанюк В.А., 123
 Смирнов Б.М., 185
 Смирнов В.П., 158
 Смирнов Г.Н., 103, 161
 Смирнов Н.А., 22
 Смирнова Е.А., 156, 157
 Смотрицкий А.А., 66
 Соковилов М.А., 85
 Сокол Г.Ф., 69
 Соколов С.Н., 73
 Солдатенков Е.С., 155
 Соломянная А.Д., 183
 Сошенко В.А., 127
 Стажира С., 159
 Стариков С.В., 52
 Стариковская С.М., 119
 Стариковский А.Ю., 110, 119,
 120, 222
 Старостин А.А., 66
 Стегайлов В.В., 51, 52, 91, 92,
 211
 Степанов Р.В., 139
 Степанов С.В., 173
 Степанова О.М., 169
 Султанов В.Г., 99
 Суслов В.А., 224
 Сущенко А.Н., 166
 Тарасов В.Д., 58
 Тахир Н.А., 163
 Тен К.А., 82, 108
 Тер-Оганесьян А.Е., 198
 Терешонок Д.В., 218
 Терещенко А.Н., 36
 Терновой В.Я., 26
 Тимирханов Р.А., 206, 207
 Тимофеев А.В., 211
 Тимошенко Ал.С., 153
 Тимошенко Ан.С., 153
 Тимошенко С.П., 153
 Титов В.М., 82
 Тишкин В.Ф., 139
 Ткаченко С.И., 156, 198, 199
 Толочко Б.П., 82, 108
 Торчинский В.М., 130
 Тургинов В.И., 103, 161
 Турчанинов М.А., 45, 46
 Тхакахов Р.Б., 65
 Уваров С.В., 93
 Уракаев Ф.Х., 37
 Усеинов А.С., 46
 Устроенов Г.И., 156, 157
 Устюжанин Е.Е., 49, 64
 Уткин А.В., 72, 79, 107, 161
 Ушнурцев А.Е., 126
 Фаенов А.Я., 143, 159
 Федотов В.К., 63
 Фельдман В.И., 78
 Фертман А.Д., 103, 161
 Феске Х., 182
 Филинов А.В., 182
 Филинов В.С., 182
 Филиппов А.Л., 43, 44
 Фортон В.Е., 26, 72, 74, 75, 82,
 94, 104, 126, 135, 161,
 182, 194, 200, 204, 206,
 207
 Фофанов Я.А., 178
 Френкель М., 49, 64
 Фролов А.А., 140
 Фролов С.М., 111, 121, 123, 125
 Фролов Ф.С., 122, 123

Фунтиков А.И., 71
Халле Т., 85
Хамукова Л.А., 48
Хасанов С.С., 59
Хейфец А.Э., 87
Хейфец О.Л., 43, 44
Херциг Н., 85
Хизриев К.Ш., 62
Хихлуха Д.Р., 185
Хищенко К.В., 27, 72, 73, 77,
102, 135, 136, 191, 192
Хоконов А.Х., 48
Хомкин А.Л., 187
Хомская И.В., 87
Хорев И.Е., 96
Хохлов В.А., 137, 138
Храпак А.Г., 209
Храпак С.А., 209
Хрусталеv Ю.В., 204
Чарахчьян А.А., 72, 77
Чартий П.В., 176, 177
Чартий Р.П., 176, 177
Черевко А.Г., 55, 56
Черненко А.С., 156, 157
Чеховской В.Я., 58
Чигвинцев А.Ю., 189
Чиннов В.Ф., 217
Шаманская Е.Л., 149
Шамардин В.В., 118
Шарков Б.Ю., 103, 161
Шахрай Д.В., 74, 80, 81
Швейгерт И.В., 203
Шевченко В.С., 37
Шелковенко Т.А., 156, 157, 198
Шеманин В.Г., 175–178
Шестаков В.В., 63
Шехтман Л.И., 108
Шикин В.Б., 181
Шилкин Н.С., 194
Шмачков А.В., 102
Шпаков С.С., 97
Шпатаковская Г.В., 21
Штейнман Э.А., 36
Шуберт Г., 182
Шульга Ю.М., 75
Шульц К., 106
Шумихин А.С., 187
Шумова В.В., 104
Шурупов А.В., 126, 195
Шурупов М.А., 216
Шутов А.В., 95, 163, 164
Щагин В.А., 156
Юрьев Д.С., 194
Якимов А.И., 154
Якушев В.В., 72, 79
Янилкин А.В., 90
Янковская Е.Б., 172
Янковский Б.Д., 172
Яхин Р.А., 139
Яшков А.Д., 193

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

- 12 ЦНИИ МО РФ — 12-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ, Сергиев Посад, Россия
- 4 ЦНИИ МО РФ — 4-ый Центральный научно-исследовательский институт Министерства обороны РФ, Юбилейный, Россия
- AQura — AQura GmbH, Hanau, Deutschland
- CEA/DIF — Commissariat a l'Energie Atomique, Centre DAM Ile de France, Bruyères le Châtel, France
- CL — Cavendish Laboratory, Cambridge, UK
- GSI — Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Germany
- IChF PAN — Institut Chemii Fizycznej PAN, Warszawa, Polska
- IHED RAS — Institute for High Energy Densities of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- ILE — Institute of Laser Engineering, Osaka University, Osaka, Japan
- IP EMAU — Institute of Physics Ernst-Moritz-Arndt-University, Greifswald, Germany
- IPNS, ANL — Intense Pulsed Neutron Source Division, Argonne National Laboratory, Argonne, USA
- ISP — Institute for Shock Physics, Pullman, USA
- ITAM SB RAS — Institute of Theoretical and Applied Mechanics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia
- LLNL — Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA
- LP3 — Laboratory of Lasers, Plasmas and Photonic Processing, Marseille, France
- LPGP — Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Universite Paris Sud 11, Orsay, France
- MIPT — Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia
- MPE — Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, Germany
- MPK — Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
- MPS — Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg/Lindau, Germany
- NORDMETAL GmbH — NORDMETAL GmbH, Кемниц, Германия
- PM & IUSTI — Polytech'Marseille & IUSTI, Marseille, France
- SNL — Sandia National Laboratories, Albuquerque, USA
- TUD — Technical University Darmstadt, Darmstadt, Germany
- UA — University of Antwerpen, Antwerpen, Belgium
- UMB — Universita di Milano Bicocca, Milano, Italy

UMR CNRS — Laboratoire de Metallurgie Physique, Poitiers, France
University of Bundeswehr — University of Bundeswehr, Munich, Germany
University of Michigan — University of Michigan, Ann Arbor, USA
University of Ulster — HySAFER centre, University of Ulster, Newtownabbey, Northern Ireland, UK
Universität Kaiserslautern — Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern, Deutschland
VNIIFTRI — All-Russian Scientific Research Institute for Physical-Technical and Radiotechnical Measurements, Mendeleev, Russia
БГТУ — Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь
БГУ — Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
БИТФ НАН Украины — Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Национальной академии наук Украины, Киев, Украина
ВГАСУ — Воронежский государственный архитектурно-строительный университет, Воронеж, Россия
ВлГУ — Владимирский государственный университет, Владимир, Россия
ВНИИМТ — ОАО «НИИ Металлургической теплотехники», Екатеринбург, Россия
ВНИИИМ — Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов им. А.А. Бочвара, Москва, Россия
ВНИИФТРИ — Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево, Россия
ВЦ РАН — Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН, Москва, Россия
ГАХИТ — Государственная академия холода и пищевых технологий, Москва, Россия
ГЛ ИКВ — Геофизическая лаборатория, Институт Карнеги, Вашингтон, США
ГНЦ РФ ИТЭФ — Государственный научный центр РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия
ГНЦ РФ ТРИНИТИ — Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Россия
ГНЦ РФ ФЭИ — Государственный научный центр Российской Федерации Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия

ГрУ — Грайфсвальдский университет, Грайфсвальд, Германия
ГСИ (GSI) — Общество тяжелоионных исследований (Gesellschaft für Schwer-ionenforschung mbH), Дармштадт, Германия
ГУ — Геттингенский университет, Геттинген, Германия
ГУ ВГИ — Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт», Нальчик, Россия
ГУП КБП — Государственное унитарное предприятие «Конструкторское бюро приборостроения», Тула, Россия
ДагГУ — Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
ДУ — Дуйсбургский университет, Дуйсбург, Германия
ЗАО «НПК ВИДЕОСКАН» — ЗАО «Научно-производственная компания ВИДЕОСКАН», Москва, Россия
ИАНП РАН — Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия
ИАП РАН — Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия
ИБРАЭ РАН — Институт безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия
ИВЗФ ОМП — Институт внеземной физики общества Макса Планка, Гархинг, Германия
ИГГ УрО РАН — Институт геологии и геохимии Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия
ИГиЛ СО РАН — Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия
ИГМ СО РАН — Институт геологии и минералогии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия
ИДГ РАН — Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия
ИЕЦ — Институт европейских цивилизаций, Бишкек, Республика Кыргызстан
ИЗК СО РАН — Институт земной коры Сибирского отделения РАН, Иркутск, Россия
ИИПТ НАН Украины — Институт импульсных процессов и технологий Национальной академии наук Украины, Николаев, Украина
ИЛТ — Институт лазерной техники, Осака, Япония
ИМЕТ РАН — Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва, Россия
ИМех УНЦ РАН — Институт механики Уфимского научного центра РАН, Уфа, Россия

ИММ РАН — Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия

ИМП СО РАН — Институт минералогии и петрографии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИМСС УрО РАН — Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН, Пермь, Россия

ИМФ НАН Украины — Институт металлофизики Национальной академии наук Украины, Киев, Украина

ИнМи НАНБ — Институт микробиологии Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

ИНХ СО РАН — Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИНЭП ОИВТ РАН — Институт новых энергетических процессов Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

ИОНХ НАНБ — Институт общей и неорганической химии Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

ИОФ РАН — Институт общей физики РАН, Москва, Россия

ИОХ РАН — Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского РАН, Москва, Россия

ИПМ РАН — Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

ИПМАШ РАН — Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

ИПНГ РАН — Институт проблем нефти и газа РАН, Москва, Россия

ИПРИМ РАН — Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия

ИПСМ РАН — Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

ИПТМ РАН — Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых веществ РАН, Черноголовка, Россия

ИПФ РАН — Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

ИПХФ РАН — Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

ИСМАН — Институт структурной макрокинетики и материаловедения РАН, Черноголовка, Россия

ИТ СО РАН — Институт теплофизики Сибирского отделения РАН, Новосибирск-90, Россия

ИТПМ СО РАН — Институт теоретической и прикладной механики Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИТПЭ ОИВТ РАН — Институт теоретической и прикладной электродинамики Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

ИТФ РАН — Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва, Россия

ИТФ УрО РАН — Институт теплофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

ИТЭС ОИВТ РАН — Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

ИФ ДНЦ РАН — Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Россия

ИФ НАНБ — Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

ИФ СО РАН — Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, Красноярск, Россия

ИФВД РАН — Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Россия

ИФЗ РАН — Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

ИФМ РАН — Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

ИФМ УрО РАН — Институт физики металлов Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

ИФП СО РАН — Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИФПМ СО РАН — Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

ИФТПЭ ОИВТ РАН — Институт физико-технических проблем энергетики Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия

ИФТТ РАН — Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

ИФХ РАН — Институт физической химии РАН, Москва, Россия

ИХКиГ СО РАН — Институт химической кинетики и горения Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИХПМЭ — Институт химических проблем микроэлектроники, Москва, Россия

ИХТТ УрО РАН — Институт химии твердого тела Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия

ИХТТМ СО РАН — Институт химии твердого тела и механохимии
Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

ИХФ РАН — Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН,
Москва, Россия

ИЭЛ НАНБ — Институт электроники Национальной академии наук
Беларуси, Минск, Беларусь

ИЭМ РАН — Институт экспериментальной минералогии РАН, Черно-
головка, Россия

ИЭС НАН Украины — Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН
Украины, Киев, Украина

ИЭФ УрО РАН — Институт электрофизики Уральского отделения
РАН, Екатеринбург, Россия

ИЭЭ РАН — Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
Санкт-Петербург, Россия

ИЯФ — Институт ядерной физики, Будапешт, Венгрия

ИЯФ СО РАН — Институт ядерной физики им. Будкера Сибирского
отделения РАН, Новосибирск, Россия

КазНУ — Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Ал-
маты, Казахстан

КБГАА — Кабардино-Балкарская государственная аграрная акаде-
мия, Нальчик, Россия

КБГУ — Кабардино-Балкарский государственный университет, Наль-
чик, Россия

КГТЛУ — Казанский государственный технологический университет,
Казань, Россия

КГТУ — Казанский государственный технический университет, Ка-
зань, Россия

КГУ — Казанский государственный университет, Казань, Россия

КГЭУ — Казанский государственный энергетический университет,
Казань, Россия

КГЭУ — Казанский государственный энергетический университет,
Казань, Россия

КНУ — Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
Киев, Украина

КрГТУ — Красноярский государственный технический университет,
Красноярск, Россия

КРСУ — Киргизско-Российский Славянский государственный Уни-
верситет, Бишкек, Республика Кыргызстан

КУ — Кильский университет, Киль, Германия

КФТИ КазНЦ РАН — Казанский физико-технический институт Казанского Научного центра РАН, Казань, Россия

LaВижн — LaVision, Геттинген, Германия

ЛПЗ — Лаборатория лазерных, плазменных и световых технологий (LP3), Марсель, Франция

МАИ — Московский авиационный институт, Москва, Россия

МГИЭМ — Московский государственный институт электроники и математики, Москва, Россия

МГТУ — Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

МГУ — Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

МилПИ — Миланский политехнический институт, Милан, Италия

МИРЭА — Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

МИСиС — Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия

МИФИ — Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Москва, Россия

МИЭТ — Московский государственный институт электронной техники (технический университет), Зеленоград, Россия

МПЕ — Институт внеземной физики Общества Макса Планка, Гархинг, Германия

МУ — Марбургский университет, Марбург, Германия

МФТИ — Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

МФЮА — Московская финансово-юридическая академия, Москва, Россия

МЭИ — Московский энергетический институт (технический университет), Москва, Россия

НГУ — Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

НИИ ПМА КБНЦ РАН — Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра РАН, Нальчик, Россия

НИИИТ — Научно-исследовательский институт импульсной техники, Москва, Россия

НИИМ МГУ — Научно-исследовательский институт механики МГУ, Москва, Россия

- НИИМ ННГУ* — Научно-исследовательский институт механики Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород, Россия
- НИИЭФА* — Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия
- НИИЯФ МГУ* — Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
- НИСТ* — Национальный институт стандартов и технологий, Болдер, США
- НПИ КубГТУ* — Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, Новороссийск, Россия
- НПО «Композит»* — Научно-производственное объединение «Композит», Королев, Россия
- НПО «Спецматериалы»* — Научно-производственное объединение «Спецматериалы», Санкт-Петербург, Россия
- НТЦ ЛТИТ НИИЭФА* — Научно-технический центр «Лазерная техника и технология» Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия
- ОАО ВЭО* — Открытое акционерное общество «Высокогорная экологическая обсерватория», Нальчик, Россия
- ОАО ЭНИН* — Открытое акционерное общество «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», Москва, Россия
- ОГАН* — Одесская государственная академия холода, Одесса, Украина
- ОГЭУ* — Одесский государственный экономический университет, Одесса, Украина
- ОИВТ РАН* — Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
- ОИЯИ* — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
- ОмГУ* — Омский государственный университет, Омск, Россия
- ООО «НПП НАНОСКАН»* — ООО «Научно-производственное предприятие НАНОСКАН», Москва, Россия
- ООО НПФ «АВТЭК»* — ООО НПФ «АВТЭК», Новороссийск, Россия
- ООО НПФ ЭЛНАП* — ООО «Научно-производственная фирма ЭЛНАП», Москва, Россия
- ОрГУ* — Оренбургский Государственный университет, Оренбург, Россия

ОСМ ТНЦ СО РАН — Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

ПГТУ — Пермский государственный технический университет, Пермь, Россия

ПетрГУ — Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

ПУ — Парижский университет, Париж, Франция

Пульсар — Пульсар — компания с ограниченной ответственностью (PULSAR Ltd Magnetic Pulse Solution), Ришон-Ле-Цион, Израиль

РВИРВ — Ростовский военный институт ракетных войск им. Главного маршала артиллерии М.И. Неделина, Ростов-на-Дону, Россия

РГРТУ — Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия

РИС ЮРГУЭС — Ростовский институт сервиса Южнороссийского государственного университета экономики и сервиса, Ростов-на-Дону, Россия

РКК «Энергия» — Ракетно-космическая корпорация «Энергия» им. С.П. Королева, Королев, Россия

РНЦ КИ — Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

РУ — Ростокский университет, Росток, Германия

РУДН — Российский Университет дружбы народов, Москва, Россия

РФЯЦ-ВНИИТФ — Российский Федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. ак. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

РФЯЦ-ВНИИЭФ — Российский Федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

САО РАН — Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

СевКавГТУ — Северо-Кавказский государственный технический университет, Ставрополь, Россия

СибГУТИ — Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск, Россия

СПБИТМО — Государственный институт точной механики и оптики (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

СПбГПУ — Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

СПбГУИТМО — Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

- бург, Россия
- СПбГУНиПТ* — Санкт-Петербургский государственный университет
низкотемпературных и пищевых технологий, Санкт-Петербург,
Россия
- СФ УГТУ-УПИ* — Серовский филиал Уральского государственного
технического университета - Уральского политехнического инсти-
тута, Серов, Россия
- ТГУ* — Томский государственный университет, Томск, Россия
- ТлГУ* — Тульский государственный университет, Тула, Россия
- ТПУ* — Томский политехнический университет, Томск, Россия
- ТУК* — Технический университет Кемница, Кемниц, Германия
- ТУСУР* — Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, Томск, Россия
- УБ* — Университет Бари, Бари, Италия
- УБГ* — Университет Бен-Гуриона Негев, Беер-Шева, Израиль
- УрГУ* — Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
Екатеринбург, Россия
- УрГУПС* — Уральский государственный университет путей сообще-
ния, Екатеринбург, Россия
- ФГУ ТИСНУМ* — Федеральное государственное учреждение Техноло-
гический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов,
Троицк, Россия
- ФГУП «ВНИИОФИ»* — Федеральное государственное унитарное пред-
приятие «Всероссийский институт оптико-физических измере-
ний», Москва, Россия
- ФГУП «МИТ»* — Федеральное государственное унитарное предприя-
тие «Московский институт теплотехники», Москва, Россия
- ФГУП ГНПП «Базальт»* — Федеральное государственное унитарное
предприятие Государственное научно-производственное предприя-
тие «Базальт», Москва, Россия
- ФИАН* — Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Рос-
сия
- ФТИ НАНБ* — Физико-технический институт Национальной академии
наук Беларуси, Минск, Беларусь
- ФТИ РАН* — Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
- ФТИ УрО РАН* — Физико-технический институт Уральского отделен-
ия РАН, Ижевск, Россия
- ФЦДТ «Союз»* — Федеральный центр двойных технологий «Союз»,
Дзержинский, Россия

ХГТУ — Хабаровский государственный технический университет, Хабаровск, Россия

ЦЕНИ ИОФ РАН — Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН, Москва, Россия

ЦИАМ — Центральный институт авиационного машиностроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

ЦНИИМАШ — Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия

ЦП СЯС АВН — Центр проблем стратегических ядерных сил Академии военных наук, Москва, Россия

ЧНУ — Черновицкий государственный университет, Черновцы, Украина

ШО ОИВТ РАН — Шатурское отделение Объединенного института высоких температур РАН, Шатура, Россия

ЭП — Эколь Политехник, Париж, Франция

ЮУрГУ — Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия

ЗАРЕГИСТРИРОВАВШИЕСЯ УЧАСТНИКИ КОНФЕРЕНЦИИ

1. *Franck Verbecke*, University of Ulster, 111111, Northern Ireland, UK, Newtownabbey, Co. Antrim, BT37 0QB, тел.: +44(0)2890368731, факс: +44(0)2890368726, V.Molkov@ulster.ac.uk
2. *Абдулагатов Ильмутдин Магомедович*, ДагГУ, 245123, Махачкала, ул. Ярагского, тел.: +7(235)2345656, факс: +7(235)2345656, ustmei@itf.mpei.ac.ru
3. *Авдонин Владимир Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(49652)21049, факс: +7(49652)21049, avdonin@icp.ac.ru
4. *Адамович Ксения Георгиевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Ижорская, д.13/19, тел.: +7(903)6821433, факс: +7(495)4857990, xeniya.adamovich@gmail.com
5. *Аджиев Анатолий Хабасович*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр. Ленина, 2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, adessa@kbrnet.ru
6. *Александрин Сергей Юрьевич*, НИИИТ, 773362, Москва, ул. Лужанская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214855, aleksandrin_s@rambler.ru
7. *Амосова Рена Рашидовна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, просп. Семёнова, д.1, тел.: +7(49652)21768, факс: +7(49652)11111, tatsy@icp.ac.ru
8. *Ананьев Сергей Станиславович*, РНЦ КИ, 119192, Москва, ул. Винницкая, 13-32, тел.: +7(495)9310323, факс: +7(499)1969685, ananss@dap.kiae.ru
9. *Андреев Николай Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, andreev@ras.ru
10. *Андриевская Виктория Юрьевна*, ГУ ВГИ, 360030, Нальчик, пр.Ленина, д. 2, тел.: +7(8662)471419, факс: +7(8662)470024, vika75_07@mail.ru
11. *Антипов Сергей Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, antipov@ihed.ras.ru
12. *Антоненко Максим Николаевич*, ИАП РАН, 123056, Москва, ул. 2я Брестская, д.19/18, тел.: +7(495)2509772, факс: +7(495)2509554, mantonenko@mail.ru
13. *Апфельбаум Евгений Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4844433, факс:

- +7(495)4857990, apfel_e@mail.ru
14. *Арискин Дмитрий Александрович*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская д.4/1, тел.: +7(383)3304268, факс: +7(383)3307268, dmitry.ariskin@gmail.com
 15. *Арифуллин Марсель Равшанович*, ОрГУ, 460017, Оренбургская обл., оренбург, ул.НОВАЯ 9,кв.80, тел.: +7(3532)520843, факс: +7(3532)520843, lanmars@ Rambler.ru
 16. *Арсенин Алексей Владимирович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, тел.: +7(905)7128698, факс: +7(495)4088966, arsenin@gephys.mipt.ru
 17. *Артёмов Евгений Иванович*, МИЭТ, 124498, Москва, г.Зеленоград, проезд 4806, д.5, тел.: +7(495)5329962, факс: +7(495)5329962, eugeneartemov@mail.ru
 18. *Афоничев Дмитрий Дмитриевич*, ИПСМ РАН, 450001, Башкортостан, Уфа, ул. Ст. Халтурина д.39, тел.: +7(347)2253854, факс: +7(347)2253759, afon@imsp.da.ru
 19. *Ахкубеков Анатолий Амишевич*, КБГУ, 360004, КБР, Нальчик, ул. Чернышевского, д. 173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)423777, sv_karpenko@mail.ru
 20. *Бабарэ Лидия Васильевна*, ИПХФ РАН, 142432, Черноголовка, пр. ак Семенова, д.1, тел.: +7(49652)21049, факс: +7(496)5221049, molodets@icp.ac.ru
 21. *Бабушкин Алексей Николаевич*, УрГУ, 620081, Екатеринбург, пр.Ленина, 51, тел.: +7(343)2616885, факс: +7(343)2616885, alexey.babushkin@usu.ru
 22. *Бажиров Тимур Тынлыбекович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, bazhirov@ihed.ras.ru
 23. *Бакулин Владимир Николаевич*, ИПРИМ РАН, 123103, Москва, Москва Маршала Тухачевского 50 корп. 2 кв. 223, тел.: +7(499)1924615, факс: +7(499)1924615, vbak@yandex.ru
 24. *Башарин Андрей Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, ayb@iht.mpei.ac.ru
 25. *Баяндин Юрий Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Ак. Королева, д. 1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, buv@icmm.ru
 26. *Баяндина Дарья Владимировна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, flair@4ka.mipt.ru

27. *Безручко Галина Сергеевна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. академика Семенова 1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, bezgs@ficp.ac.ru
28. *Бельхева Румия Катдусовна*, НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, тел.: +7(383)3303743, факс: +7(383)3302237, rumia@post.nsu.ru
29. *Белятинская Ирина Валерьевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 390015, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, belyatirina@yandex.ru
30. *Беспалов Евгений Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Vjcrdf, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, bev@ihed.ras.ru
31. *Бисти Вероника Евгеньевна*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтская ул. 2, тел.: +7(496)5222919, факс: +7(496)5249701, bisti@issp.ac.ru
32. *Благодатских Дмитрий Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, blago1958@mail.ru
33. *Богачев Сергей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Ижорская, 13/19, тел.: +7(495)4842429, факс: +7(495)4857990, dlv@ihed.ras.ru
34. *Богомаз Александр Алексеевич*, ИЯФ, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, тел.: +7(812)5716623, факс: +7(812)5715056, pinchme@mail.ru
35. *Болгачев Грэй Шамилевич*, ИЭФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Краснолесья, д. 20/26, тел.: +7(343)2678776, факс: +7(343)2678794, grey@ier.uran.ru
36. *Боцан Александр Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, alexandru.botan@gmail.com
37. *Бычков Сергей Сергеевич*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859754, факс: +7(495)4859922, serg-bychkov@yandex.ru
38. *Вайганец Оксана Сафарбиевна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, л. Шортанова, д. 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
39. *Валуев Илья Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, valuev@ihed.ras.ru
40. *Валюхов Дмитрий Петрович*, СевКавГТУ, 355029, Ставрополь-

- ский край, Ставрополь, пр. Кулакова, д.2, тел.: +7(8652)956808, факс: +7(8652)956808, vinokursky@ncst.u.ru
41. *Васильев Михаил Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, mixxu@mail.ru
 42. *Вебера Иван Иванович*, ФТИ НАНБ, 220141, Минск, ул. Куревича, д. 10, тел.: +375(172)675250, факс: +375(172)637693, vanya_vebera@rambler.ru
 43. *Вейсман Михаил Ефимович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, bme@ihed.ras.ru
 44. *Веремьев Константин Николаевич*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. Куникова 52, 32, тел.: +7(928)2749474, факс: +7(8617)612728, VeremyevKN@nross.ru
 45. *Винокурский Дмитрий Леонидович*, СевКавГТУ, 355029, Ставрополь, пр.Кулакова, д.2, тел.: +7(8652)956808, факс: +7(8652)956808, vinokursky@ncst.u.ru
 46. *Вичев Илья Юрьевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл.4, тел.: +7(926)5774399, факс: +7(495)2507844, ilyavichev@gmail.com
 47. *Владимиров Владимир Иванович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842429, факс: +7(495)4857990, dlv@ihed.ras.ru
 48. *Воробьев Владимир Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125319, Москва, ул. Акад. Идьюшина, д. 12/77, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)3625310, vrbv@mail.ru
 49. *Ворона Назар Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, ragaavis@ihed.ras.ru
 50. *Гавашели Давид Шотаевич*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, л. Шортанова, д. 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 51. *Гальбурт Виктор Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 129346, Москва, ул.Изумрудная, д.36 кв.90, тел.: +7(495)4844433, факс: +7(495)4857990, galburt@mail.ru
 52. *Гаркушин Геннадий Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр.Академика Семенова 1, тел.: +7(496)49472, факс: +7(496)49472, garkushin@fcr.ac.ru
 53. *Гасилов Владимир Анатольевич*, ИММ РАН, 125047, Московская обл., Москва, Миусская пл., тел.: +7(495)2507939, факс:

- +7(499)9720723, vgasilov@yandex.ru
54. *Гасилов Сергей Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125195, Москва, ул. Беломорская, д. 16, тел.: +7(916)8883912, факс: +7(499)9720723, sergei.gasilov@gmail.com
 55. *Гацкевич Елена Ивановна*, ИФ НАНБ, 220090, Минск, ул. Логойский тракт 22, тел.: +7(37517)2813534, факс: +7(37517)1840879, gatskevich@ifanbel.bas-net.by
 56. *Голковский Михаил Гедалиевич*, ИЯФ СО РАН, 630090, Новосибирская обл., Новосибирск, Пр. акад. Лаврентьева 11, тел.: +7(383)3394250, факс: +7(383)3307163, golkovsk@inp.nsk.su
 57. *Головастов Сергей Викторович*, ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/1, тел.: +7(905)7065351, факс: +7(495)4842138, golovastov@yandex.ru
 58. *Головин Александр Мефодьевич*, МГУ, 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, Мехмат, тел.: +7(495)9393949, факс: +7(495)3620778, valtar@iht.mpei.ac.ru
 59. *Голуб Виктор Владимирович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842138, факс: +7(495)4842138, golub@ihed.ras.ru
 60. *Голубев Владимир Константинович*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, Нижегородская обл., Саров, ул. Тимирязева, д. 26, тел.: +7(83130)76241, факс: +7(83130)44854, gol@soccr.ru
 61. *Гольшев Андрей Анатольевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, пр. Ак.Семенова, д.1, тел.: +7(49652)21049, факс: +7(49652)21049, golyshev@icp.ac.ru
 62. *Гончаров Андрей Владимирович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 127412, Москва, ул.Ижорская 13/19, тел.: +7(495)4842238, факс: +7(495)4832281, gavhrp@yandex.ru
 63. *Горанская Дарья Николаевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, dunec@mail.ru
 64. *Гордиенко Анатолий Илларионович*, ФТИ НАНБ, 220141, Минск, ул. Купревича, д. 10, тел.: +375(172)637693, факс: +375(172)637693, smto@tut.by
 65. *Горячев Сергей Викторович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841855, факс: +7(495)4848200, it_is_a_good@mail.ru
 66. *Григорьев Дмитрий Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Академика Семенова, д.1, тел.: +7(495)9935707, факс: +7(496)5155420, grad@ficp.ac.ru

67. *Грушин Александр Сергеевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская площадь, д. 4, тел.: +7(495)2507921, факс: +7(495)2507844, GrushinA@gmail.com
68. *Гуренцов Евгений Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, gurentsov@ihed.ras.ru
69. *Дегтярева Валентина Феогниевна*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтский пр. д.11/135, тел.: +7(496)5225305, факс: +7(496)5249701, degtyar@issp.ac.ru
70. *Денисов-Винский Никита Дмитриевич*, ИНЭП ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4841955, факс: +7(495)4841955, zaitch@oivtran.ru
71. *Директор Леонид Бенцианович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859144, факс: +7(495)4841955, director@oivtran.ru
72. *Добровольская Анастасия Сергеевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4842456, suliven@mail.ru
73. *Дождиков Виталий Станиславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 127412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842483, факс: +7(495)4857990, vdozh@ihed.ras.ru
74. *Долбин Игорь Викторович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, 89 а, тел.: +7(8662)422387, факс: +7(8662)427638, i_dolbin@mail.ru
75. *Дракон Александр Всеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, drakon.a.v@gmail.com
76. *Дранжевский Игорь Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, idranzh@ihed.ras.ru
77. *Дудин Сергей Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный бульвар 18, кв 323, тел.: +7(496)5225168, факс: +7(496)5225168, dudinsv@fcr.ac.ru
78. *Дьяченко Сергей Валерьевич*, ИММ РАН, 249020, Калужская область, Обнинск, Ленина, д. 44, кв. 46, тел.: +7(495)2507986, факс: +7(499)9720723, matzver@nm.ru
79. *Дьячков Лев Гаврилович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)4857990, dyachk@mail.ru
80. *Егоров Олег Георгиевич*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Мос-

- ковская обл., г.Троицк, ТРИНИТИ, тел.: +7(495)3345063, факс: +8(495)3345614, egorov@triniti.ru
81. *Емельянов Александр Валентинович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, aemelia@ihed.ras.ru
 82. *Емельянов Андрей Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Семенова 1., тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, emelyanov@icp.ac.ru
 83. *Еремин Александр Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Москва, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, eremin@ihed.ras.ru
 84. *Ефремов Владимир Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4850963, факс: +7(495)4857990, efr@ihed.ras.ru
 85. *Ефремов Кирилл Владимирович*, МИФИ, 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, тел.: +7(916)3223865, факс: +7(495)3239035, dm2k@yandex.ru
 86. *Жадина Елена Валерьевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская д.30/1, тел.: +7(926)5580491, факс: +7(926)5580491, chkitten@mail.ru
 87. *Жарков Александр Петрович*, ИПХФ РАН, 141432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Семенова, 1, тел.: +7(496)5225244, факс: +7(496)5249472, shutov@icp.ac.ru
 88. *Жерноклетов Дмитрий Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Московское шоссе, д. 25, тел.: +7(926)3815870, факс: +7(495)4832295, dmzher@list.ru
 89. *Жиляев Петр Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, PeterZhilyaev@gmail.com
 90. *Жиляков Лев Альбертович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625131, факс: +7(495)3625123, lev@iht.mpei.ac.ru
 91. *Жуков Андрей Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак. Семенова, д.1, тел.: +7(496)5221049, факс: +7(496)5221049, molodets@icp.ac.ru
 92. *Захаренков Алексей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, strider@ihed.ras.ru
 93. *Захаров Василий Сергеевич*, ИПМ РАН, 127549, Москва, ул. Костромская, д. 12А, 79, тел.: +7(495)9018237, факс:

- +7(495)9720737, zakharovvas@mail.ru
94. *Захаров Сергей Васильевич*, РНЦ КИ, 123182, Москва, пл. академика Курчатова, 1, тел.: +7(495)9018237, факс: +7(495)9430073, zakharov@eprra.org
 95. *Зашакуев Тимур Зулкарнеевич*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, пр.Шогенцукова 14, тел.: +7(866)2420176, факс: +7(866)2420176, hmeo@ Rambler.ru
 96. *Зеленер Борис Борисович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
 97. *Зелепугин Сергей Алексеевич*, ОСМ ТНЦ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, д.10/3, тел.: +7(382)2492294, факс: +7(382)2492838, szel@dsm.tsc.ru
 98. *Зиборов Вадим Серафимович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, vziporov@ihed.ras.ru
 99. *Змитренко Николай Васильевич*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская площадь, д.4, корп.А, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(499)9720723, zmitrenko@imamod.ru
 100. *Зубков Павел Иванович*, ИГиЛ СО РАН, 630128, новосибирск, Полевая, 16, тел.: +7(3833)331911, факс: +7(3833)331612, zubk@hydro.nsc.ru
 101. *Зубов Вячеслав Иванович*, РУДН, 115569, Москва, ул. Марш. Захарова, д. 23, кв. 60, тел.: +7(495)3936630, факс: +7(495)3936630, v.i.zubov@tochka.ru
 102. *Иванов Андрей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(926)3461577, факс: +7(495)4857990, org.andrey@gmail.com
 103. *Иванов Антон Валерьевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(499)9720737, aivanov@keldysh.ru
 104. *Иванов Владислав Сергеевич*, МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш д.31, тел.: +7(495)9397228, факс: +7(495)6512191, ivanov.vls@gmail.com
 105. *Иванов Кирилл Владимирович*, ОИВТ РАН, 141700, Московская область, Долгопрудный, ул. Московское шоссе, д. 25, тел.: +7(926)8163390, факс: +7(945)4842338, kivanvl@list.ru
 106. *Иванов Михаил Иванович*, НИИИТ, 115304, Москва, ул. Луганская, д.9, тел.: +7(495)3214674, факс: +7(495)3214855, aleksandrins@ Rambler.ru

107. *Иванов Михаил Федорович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4844433, факс: +7(495)4857990, ivanov_mf@mail.ru
108. *Ивлев Геннадий Дмитриевич*, ИФ НАНБ, 220090, Минск, Логойский тракт 22, тел.: +7(37517)2813514, факс: +7(37517)2840879, ivlev@ifanbel.bas-net.by
109. *Игнатова Ольга Николаевна*, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607188, Саров, пр-т Мира, д.37, тел.: +7(83130)42297, факс: +7(83130)42297, o.n.ignatova@gmail.com
110. *Извеков Олег Ярославович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30, тел.: +7(916)8521493, факс: +7(495)4084827, izvekov_o@inbox.ru
111. *Иногамов Наиль Алимович*, ИТФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, Семёнова 1А, тел.: +7(495)7029317, факс: +7(495)7029317, nail-inogamov@yandex.ru
112. *Иосилевский Игорь Львович*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер.9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)4087494, ilios@or.ru
113. *Исакаев Эмин Хасаевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858477, факс: +7(495)4859777, e-isakaev@mail.ru
114. *Кайдалов Анатолий Андреевич*, ИЭС НАН Украины, 036800, Киев, ул. Боженко, д. 11, тел.: +380(44)2872655, факс: +380(44)2872655, ictm2001@ukr.net
115. *Канель Геннадий Исаакович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, kanel@fcr.ac.ru
116. *Карпенко Сергей Валентинович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360030, КБР, Нальчик, пр. Кулиева, д.28, кв. 34, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
117. *Ким Вадим Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, просп. акад. Н.Н. Семенова, 1, тел.: +7(49652)49472, факс: +7(49652)49472, kim@fcr.ac.ru
118. *Кисеев Сергей Васильевич*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., г. Сергиев Посад-7, 12 ЦНИИ МО РФ, тел.: +7(495)9930997, факс: +7(49654)97719, skit@tsinet.ru
119. *Климовский Иван Иванович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13/19, тел.: +7(495)4858236, факс: +7(495)4857990, klimovskii@ihed.ras.ru
120. *Кобзев Георгий Анатольевич*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412,

- Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859436, факс:
+7(495)4832293, kobzev@oivtran.ru
121. *Козлов Андрей Николаевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д. 4, тел.: +7(495)2507837, факс: +7(495)9720737, ankoz@keldysh.ru
 122. *Колесников Сергей Александрович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т акад. Семенова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)49472, ksa@icp.ac.ru
 123. *Комаров Павел Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3627788, komarov-p@yandex.ru
 124. *Конюхов Андрей Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842338, факс: +7(495)4857990, konyukhov_av@mail.ru
 125. *Копцева Анна Александровна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, д.89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 126. *Коровяков Дмитрий Александрович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул.Шортанова, д. 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 127. *Косарев Илья Николаевич*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, тел.: +7(903)7565460, факс: +7(495)4086347, ilyakosarev@mail.ru
 128. *Косов Валентин Владимирович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858354, факс: +7(495)4858354, kosov@ihed.ras.ru
 129. *Косов Владимир Фролович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447, kosov@ihed.ras.ru
 130. *Костановская Маргарита Евгеньевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 119421, Москва, ул. Новаторов д.34/4. кв.170, тел.: +7(499)7397513, факс: +7(495)3625123, lai-m@iht.mpei.ac.ru
 131. *Костановский Александр Викторович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625123, факс: +7(495)3625123, laim-m@iht.mpei.ac.ru
 132. *Костановский Илья Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 124412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625310, факс: +7(495)4857990, kostanovskiyia@gmail.com
 133. *Костенко Олег Федотович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4859722, факс:

- +7(495)4857990, olegkost@ihed.ras.ru
134. *Кравченко Игорь Витальевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.21/7, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, krav@pro.icp.ac.ru
 135. *Краус Евгений Иванович*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1, тел.: +7(383)3301690, факс: +7(383)3307268, kraus@itam.nsc.ru
 136. *Кремешков Владимир Константинович*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, пр.Шогенцукова 14, тел.: +7(866)2420176, факс: +7(866)2420176, hmeo@ Rambler.ru
 137. *Крутик Михаил Ильич*, ООО «НПП НАНОСКАН», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.13, стр.4, тел.: +7(495)3627421, факс: +7(495)3627421, mail@nanoscan.ru
 138. *Куготова Асият Мухамедовна*, КБГУ, 360032, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, ул.Шогенова, д.4/107, тел.: +7(906)4832452, факс: +7(906)4832452, kugotova81@mail.ru
 139. *Кузнецов Сергей Вячеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(485)4859722, факс: +7(495)4857990, shenau@ Rambler.ru
 140. *Кузовников Михаил Александрович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Институтская ул. д.2, тел.: +7(916)5687855, факс: +7(496)5249701, kuz@issp.ac.ru
 141. *Куксин Алексей Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, kuksin@ihed.ras.ru
 142. *Кунижев Борис Иналович*, КБГУ, 360000, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, пр. Кулиева, д.23/16, тел.: +7(928)9684497, факс: +7(928)9684497, kubor51@mail.ru
 143. *Куракин Роман Олегович*, ФТИ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26, тел.: +7(812)2927327, факс: +7(812)2971017, rkurakin@mail.ioffe.ru
 144. *Куропатенко Валентин Федорович*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. 40 лет Октября, д.3, кв.34, тел.: +7(35146)55153, факс: +7(35146)55118, v.f.kuropatenko@vniitf.ru
 145. *Лавров Владимир Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Центральная д.22/79, тел.: +7(496)5248958, факс: +7(496)5225168, lavr@fcr.ac.ru
 146. *Ланкин Александр Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, lankin@ihed.ras.ru

147. *Лапицкий Дмитрий Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(095)4842300, факс: +7(095)4857990, dmitrucho@rambler.ru
148. *Ласкин Игорь Николаевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4858463, факс: +7(495)4842138, igor_las@rambler.ru
149. *Лебедев Руслан Владимирович*, КГЭУ, 420066, Татарстан, Казань, ул.Четаева д41 кв.7, тел.: +7(432)5176237, факс: +7(432)5176237, pt101@mail.ru
150. *Лебо Иван Германович*, МИРЭА, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78, тел.: +7(495)4340355, факс: +7(495)4348665, lebo@mirea.ru
151. *Левашов Павел Ремирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, pasha@ihed.ras.ru
152. *Левченко Вадим Дмитриевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507904, факс: +7(499)9720737, vadimlevchenko@mail.ru
153. *Лившиц Юрий Яковлевич*, Пульсар, 075355, Ришон-Ле-Цион,ИЗРАИЛЬ, ул Попель, д4 кв7, тел.: +9(728)9427750, факс: +9(728)9427746, yuri@pulsar.co.il
154. *Лисин Евгений Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842355, факс: +7(495)4857990, Lisin@ftk.mipt.ru
155. *Лобода Петр Анатольевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., Снежинск, ул. Васильева д.13, тел.: +7(35146)56560, факс: +7(35146)55118, p.a.loboda@vniitf.ru
156. *Ломоносов Игорь Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. Акад. Семенова - 1, тел.: +7(496)5224475, факс: +7(496)5155420, ivl143@yahoo.com
157. *Лысенко Иван Юрьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, iul87@mail.ru
158. *Майков Игорь Леонидович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859144, факс: +7(495)4859144, maikov_i@mail.ru
159. *Майоров Сергей Алексеевич*, ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38, тел.: +7(495)1350247, факс: +7(495)1350247, mayorov_sa@mail.ru
160. *Макеич Александр Анатольевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412,

- Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4841966, факс: +7(495)4857990, alex_makeich@yahoo.com
161. *Мамаева Жамиля Мустапаевна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, д. 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 162. *Мамчуев Мухтар Османович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул.Шортанова, 89а, тел.: +7(8662)423971, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 163. *Марьясов Александр Георгиевич*, ИХКиГ СО РАН, 630125, Новосибирск, ул. Иванова, д.25/15, тел.: +7(383)3343245, факс: +7(383)2112391, maryasov@kinetics.nsc.ru
 164. *Матвейчев Алексей Валерьевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, просп. Семенова, д. 1, тел.: +7(49652)49472, факс: +7(49652)49472, matveichev@ficr.ac.ru
 165. *Мельникова Нина Владимировна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, melnikov@mail.ur.ru
 166. *Мержиевский Лев Алексеевич*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева 15, тел.: +8(383)3331899, факс: +8(383)3331612, merzh@hydro.nsc.ru
 167. *Микушкин Антон Юрьевич*, ОИВТ РАН, 117279, Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 51/2/20, тел.: +7(903)9737520, факс: +0(000)0000000, notna17@yandex.ru
 168. *Милявский Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, vlvm@ihed.ras.ru
 169. *Можарова Татьяна Сергеевна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, tmozharova@gmail.com
 170. *Молодец Александр Михайлович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. ак Семенова, д.1, тел.: +7(49652)21049, факс: +7(49652)21049, molodets@icr.ac.ru
 171. *Мольков Владимир Валентинович*, University of Ulster, 111111, Northern Ireland, UK, Newtownabbey, Co. Antrim, BT37 0QB, тел.: +44(0)2890368731, факс: +44(0)2890368726, V.Molkov@ulster.ac.uk
 172. *Моралёв Иван Александрович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859763, факс: +7(495)4842285, morler@mail.ru
 173. *Мочалова Валентина Михайловна*, ИПХФ РАН, 142432, Москов-

- ская обл., Черноголовка, пр-кт академика Н.Н.Семенова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)49472, utkin@icp.ac.ru
174. *Наймарк Олег Борисович*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, Акад.Королева, тел.: +7(342)2378389, факс: +7(342)2378487, najmark@icmm.ru
175. *Насонов Павел Анатольевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябинская обл., г. Снежинск, ул. Васильева 13, тел.: +7(35146)53150, факс: +7(35146)53150, nasonovpoul@list.ru
176. *Нахушев Адам Маремович*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул. Шортанова, 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, niipma@mail333.com
177. *Никипелов Андрей Александрович*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер, 9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru
178. *Николаев Дмитрий Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. Семенова, д.1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, nik@icp.ac.ru
179. *Новик Галина Ивановна*, ИнМи НАНБ, 220141, Минск, ул. акад. Купревича, д. 2, тел.: +375(17)2678620, факс: +375(17)2674766, Galina_Novik@mbio.bas-net.by
180. *Новиков Владимир Григорьевич*, ИПМ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., д.4, тел.: +7(495)2507844, факс: +7(499)9720737, novikov@kiam.ru
181. *Нониашвили Алексей Ильич*, МГТУ, 105005, Москва, Госпитальный пер. д. 4/6 кв, 403, тел.: +7(926)3453992, факс: +7(926)3453992, ain.st.1984@mail.ru
182. *Норман Генри Эдгарович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, norman@ihed.ras.ru
183. *Обручкова Лилия Римовна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, o_liliya@ihed.ras.ru
184. *Орквасов Юрий Абуевич*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, пр.Шоенцукова 14, тел.: +7(866)2420176, факс: +7(866)2420176, hmeo@gambler.ru
185. *Острик Афанасий Викторович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Ногинский р-он, г. Черноголовка, пр-т Академика Семенова, д.1, тел.: +7(495)7857029, факс: +7(495)7857029, ostrik@icp.ac.ru
186. *Павлюкова Елена Раилевна*, ИФЗ РАН, 123995, Москва, ул. Б.

- Грузинская, д.10, тел.: +7(916)5794220, факс: +7(495)2556040, e.pavl@mail.ru
187. *Пахомова Виктория Александровна*, ИПХФ РАН, 142432, Московская область, Черноголовка, пр-т Семенова, д.1, тел.: +7(495)5221292, факс: +7(495)5155420, viktory1979@mail.ru
 188. *Пахунова Юлия Олеговна*, НИИ ПМА КБНЦ РАН, 360000, КБР, Нальчик, ул.Шортанова, д. 89А, тел.: +7(8662)426661, факс: +7(8662)423876, sv_karpenko@mail.ru
 189. *Пелецкий Владислав Эдуардович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, pel@iht.mpei.ac.ru
 190. *Петкогло Николай Петрович*, МЭИ, 111250, Москва, ул.Красноказарменная, д.14, тел.: +7(495)3620788, факс: +7(495)3628938, petkoglonp@mail.ru
 191. *Петров Алексей Алексеевич*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(915)3354976, факс: +7(495)4857990, lioha84@mail.ru
 192. *Петров Олег Федорович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842300, факс: +7(495)4857990, ofpetrov@ihed.ras.ru
 193. *Петров Юрий Васильевич*, ИТФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Проспект Академика Семёнова, дом 1А, тел.: +7(495)7029317, факс: +7(495)7029317, uvr49@mail.ru
 194. *Петровский Виктор Павлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул.Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4859155, факс: +7(495)4857990, petrovsky@ihed.ras.ru
 195. *Петухов Вячеслав Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858190, факс: +7(495)4857990, petukhov@ihed.ras.ru
 196. *Пикалов Георгий Львович*, 12 ЦНИИ МО РФ, 141307, Московская обл., г. Сергиев Посад-7, 12 ЦНИИ МО РФ, тел.: +7(495)9930997, факс: +7(49654)97719, skit@tsinet.ru
 197. *Пикуз Сергей Алексеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, spikuz@gmail.com
 198. *Пинчук Михаил Эрнестович*, ИЭЭ РАН, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, тел.: +7(812)5716623, факс: +7(812)5715056, pinchme@mail.ru
 199. *Писарев Василий Вячеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс:

- +7(495)4857990, pisarevv@gmail.com
200. *Поболь Игорь Леонидович*, ФТИ НАНБ, 220141, Минск, ул. Купревича, 10, тел.: +375(17)2870739, факс: +375(17)2637693, ephys@tut.by
 201. *Поварницын Михаил Евгеньевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, povar@ihed.ras.ru
 202. *Подковыров Вячеслав Леонидович*, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190, Московская обл., Троицк, ул. Центральная, д.1, тел.: +7(495)3345776, факс: +7(495)3345776, podk@triniti.ru
 203. *Покровский Артур Игоревич*, ФТИ НАНБ, 220141, Минск, ул. Купревича, д. 10, тел.: +375(296)635838, факс: +375(172)637693, arturu@tut.by
 204. *Полищук Владимир Павлович*, ШО ОИВТ РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Большевик, д.43а, тел.: +7(496)4524208, факс: +7(496)4523714, polistchook@mail.ru
 205. *Попова Дарья Владимировна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, popovadaria@mail.ru
 206. *Прокопов Антон Сергеевич*, ОИВТ РАН, 141700, Московская область, Долгопрудный, Московское шоссе, д.49, кв.51, тел.: +7(926)3210985, факс: +7(926)3210985, prokopov_fizteh@mail.ru
 207. *Прокопьев Евгений Петрович*, ГНЦ РФ ИТЭФ, 124575, Москва, Зеленоград, корп.903, кв.18, тел.: +7(495)5311104, факс: +7(495)5329962, erprokopiev@mail.ru
 208. *Рагимов Эльхан Агабек оглы*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, ул. Шогенцукова, д. 14, тел.: +7(866)2420432, факс: +7(866)2420176, elhan_rag@mail.ru
 209. *Радченко Андрей Васильевич*, ИФПМ СО РАН, 634045, Томск, ул. Нахимова, д.15 кв. 101, тел.: +7(3822)414636, факс: +7(3822)492576, andrew@academ.tsc.ru
 210. *Радченко Павел Андреевич*, ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, ул. Вавилова, д.16, тел.: +7(3822)490276, факс: +7(3822)492576, pavel@academ.tsc.ru
 211. *Разоренов Сергей Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр. Академика Семенова, д.1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, razsv@fcr.ac.ru
 212. *Ракитин Александр Евгеньевич*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер, 9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru

213. *Рахель Анатолий Дмитриевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625773, факс: +7(495)4857990, rakhel@iht.mpei.ac.ru
214. *Романова Вера Михайловна*, ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53, тел.: +7(495)1326668, факс: +7(495)1326876, vmr@inbox.ru
215. *Рудиков Павел Иванович*, ОАО ВЭО, 360051, Нальчик, пр. Шогенцукова, д. 14, тел.: +7(8662)420176, факс: +7(8662)420176, hmeo@ Rambler.ru
216. *Руднев Алексей Алексеевич*, НПИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. К. Маркса, д. 20, тел.: +7(8617)641814, факс: +7(8617)641814, adc3@yandex.ru
217. *Руцасов Дмитрий Валентинович*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер, 9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru
218. *Русин Сергей Петрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, spru7in@iht.mpei.ac.ru
219. *Савельев Андрей Сергеевич*, МФТИ, 141700, г. Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30/3, тел.: +7(926)3084295, факс: +7(495)4086354, fisteh@mail.ru
220. *Савинцев Алексей Петрович*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Чернышевского, 173, тел.: +7(8662)423777, факс: +7(8662)422560, png@kbsu.ru
221. *Савинцев Юрий Петрович*, ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.ак. В.А. Коптюга д,3, тел.: +7(383)3332007, факс: +7(383)3332792, svsv@uiggm.nsc.ru
222. *Савиных Андрей Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Семенова, д.1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, savas@ficp.ac.ru
223. *Савранский Валерий Васильевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, +7(495)4857990, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(499)5038124, факс: +7(495)4857990, savr@nsc.gpi.ru
224. *Сайтов Ильнур Миннигазыевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, saitov_06@mail.ru
225. *Сахаров Михаил Константинович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Школьный бульвар 1Б-56А, тел.: +7(496)5225319, факс: +7(496)5249701, sakharov@issp.ac.ru
226. *Саядян Дмитрий Леонович*, СевКавГТУ, 355029, Ставрополь-

- ский край, Ставрополь, пр. Кулакова, д.2, тел.: +7(8652)956808, факс: +7(8652)956808, vinokursky@mail.ru
227. *Семеньчева Ольга Витальевна*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. К. Маркса, д.20, тел.: +7(8617)641814, факс: +7(8617)641814, pvc60@yandex.ru
228. *Семин Михаил Сергеевич*, ЗАО «НПК ВИДЕОСКАН», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д.13, стр.1, тел.: +7(495)3627783, факс: +7(495)3627783, mail@videoscan.ru
229. *Сергеев Олег Вячеславович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, seoman@yandex.ru
230. *Сёмин Николай Валентинович*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4858463, факс: +7(495)4842138, seminnikolay@gmail.com
231. *Синельщиков Владимир Александрович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447, sinelshchikov@mail.ru
232. *Синько Геннадий Васильевич*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456776, Челябинская обл., Снежинск, ул. Забабахина, д.32, кв.18, тел.: +7(351)4629627, факс: +7(351)4632761, gevas@uniterra.ru
233. *Ситников Дмитрий Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3627788, факс: +7(495)3627788, rjr@iht.mpei.ac.ru
234. *Скоблин Михаил Григорьевич*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер, 9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru
235. *Скрипяк Владимир Альбертович*, ТГУ, 634050, Томск, Пр. Ленина, 36 ФТФ, тел.: +7(382)2420680, факс: +7(382)2529829, skrp@ftf.tsu.ru
236. *Скрипяк Евгения Георгиевна*, ТГУ, 634050, Томск, Пр. Ленина, 36 ФТФ, тел.: +7(382)2420680, факс: +7(382)2529829, skrp@ftf.tsu.ru
237. *Скрипов Павел Владимирович*, ИТФ УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Ул. Амундсена, 106, тел.: +7(343)3623353, факс: +7(343)2678800, pavel-skriпов@bk.ru
238. *Сметанюк Виктор Алексеевич*, ИХФ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина д.4, тел.: +7(495)9397228, факс: +7(495)6512191, smetanuk@chph.gas.ru
239. *Смирнов Борис Михайлович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842238, факс:

- +7(495)4832281, bmsmirnov@gmail.com
240. *Соковиков Михаил Альбертович*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Академика Королева, д.1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, sokovikov@icmm.ru
 241. *Сокол Гелий Федорович*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842447, факс: +7(495)4842447, sokolgf@ya.ru
 242. *Соколов Сергей Николаевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4832295, факс: +7(495)4857990, real_serg@mail.ru
 243. *Стариков Сергей Валерьевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Московская обл., Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, redshuhart@yandex.ru
 244. *Стариковский Андрей Юрьевич*, МФТИ, 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер, 9, тел.: +7(495)4086347, факс: +7(495)4086347, astar@neq.mipt.ru
 245. *Стегайлов Владимир Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, stegailov@ihed.ras.ru
 246. *Степанова Ольга Михайловна*, ТПУ, 634050, Томская обл., Томск, пр. Ленина, д. 30, тел.: +7(3822)417954, факс: +7(3822)417956, omsa@tpru.ru
 247. *Султанов Валерий Гулямович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-кт. акад. Семенова д.1, тел.: +7(49652)49472, факс: +7(49652)49472, sultan@ficp.ac.ru
 248. *Тарасов Валерий Дмитриевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3620778, факс: +7(495)3620778, valtar@iht.mpei.ac.ru
 249. *Таций Виктор Филиппович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, просп. Семёнова, д.1, тел.: +7(49652)21768, факс: +7(49652)11111, tatsy@icp.ac.ru
 250. *Тен Константин Алексеевич*, ИГиЛ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15, тел.: +7(913)9031515, факс: +7(383)3331612, ten@hydro.nsc.ru
 251. *Терешонок Дмитрий Викторович*, МФТИ, 141700, Московская обл., Долгопрудный, ул. Первомайская, д.30, тел.: +7(906)7562697, факс: +7(495)4086354, dimon_ter@mail.ru
 252. *Терновой Владимир Яковлевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Шлодный б-р, д.16, тел.: +7(495)0000000, факс: +7(495)0000000, ternovoi@ficp.ac.ru

253. *Тимирханов Ринат Асхатович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13 стр.2, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, timirkhanov@ihed.ras.ru
254. *Тимофеев Алексей Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, ihed.timofeev.av@gmail.com
255. *Тихомирова Галина Владимировна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, galina.tikhomirova@usu.ru
256. *Тишкин Владимир Фёдорович*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл., 4а, тел.: +7(495)2507986, факс: +7(499)9720723, tishkin@imamod.ru
257. *Ткаченко Светлана Ивановна*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, svt@ihed.ras.ru
258. *Торчинский Владимир Моисеевич*, ИФТПЭ ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4857981, факс: +7(495)4857981, torch@ihed.ras.ru
259. *Труханенок Антон Николаевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Пр. Академика Семенова, 1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, antonxt@gmail.com
260. *Туртиков Владимир Иванович*, ГНЦ РФ ИТЭФ, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25, тел.: +7(495)1299793, факс: +7(495)1233028, Vladimir.Turtikov@itep.ru
261. *Турчанинов Михаил Александрович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3625603, факс: +7(495)3625603, turchaninoff@mail.ru
262. *Тхакахов Руслан Баширович*, КБГУ, 360030, Кабардино-Балкарская республика, Нальчик, Центральная, д.28, тел.: +7(906)4843604, факс: +7(906)4843604, rbt50@mail.ru
263. *Уваров Сергей Витальевич*, ИМСС УрО РАН, 614013, Пермь, ул. Ак. Королёва, 1, тел.: +7(342)2378312, факс: +7(342)2378487, usv@icmm.ru
264. *Устюжанин Евгений Евгеньевич*, МЭИ, 115088, Москва, ул. Первая машиностроения, тел.: +7(494)3627177, факс: +7(495)6732157, ustmei@itf.mpei.ac.ru
265. *Уткин Александр Васильевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-кт академика Н.Н.Семенова, д.1, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)49472, utkin@icp.ac.ru
266. *Федоров Владимир Михайлович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412,

- Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4857944, факс:
+7(495)4857944, vmfedorov@ihed.ras.ru
267. *Фортв Владимир Евгеньевич*, ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 2, тел.: +7(495)4857988, факс: +7(495)4857990, fortov@ihed.ras.ru
268. *Фролов Александр Анатольевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4859722, факс: +7(495)4857990, frolov@ihed.ras.ru
269. *Фролов Сергей Михайлович*, ИХФ РАН, 119991, Москва, ул. Косыгина, д. 4, тел.: +7(495)9397228, факс: +7(495)6512191, smfrol@chph.ras.ru
270. *Фролов Федор Сергеевич*, ИХФ РАН, 119991, Москва, Москва, ул. Косыгина, д. 4, тел.: +7(495)9397228, факс: +7(495)6512191, smfrol@chph.ras.ru
271. *Фунтиков Александр Иосифович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13/19, тел.: +7(495)4841622, факс: +7(495)4857990, funtikov@ihed.ras.ru
272. *Халтурин Виктор Григорьевич*, ПГТУ, 614034, Пермь, ул. Панфилова, д.2/229, тел.: +7(342)2518409, факс: +7(342)2391772, khalturin@eco.pstu.ac.ru
273. *Хейфец Ольга Леонидовна*, УрГУ, 620083, Екатеринбург, пр.Ленина, 51, тел.: +7(343)2617441, факс: +7(343)2616885, olga.kobeleva@usu.ru
274. *Хизриев Камал Шахбанович*, ИФ ДНЦ РАН, 367003, Республика Дагестан, Махачкала, ул. Ярагского, 94, тел.: +7(8722)626675, факс: +7(8722)628900, kamal71@mail.ru
275. *Хихлуха Данила Раманович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858227, факс: +7(495)4842333, bobozel@mail.ru
276. *Хищенко Константин Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, konst@ihed.ras.ru
277. *Хоконов Азамат Хазрет-Алиевич*, КБГУ, 360004, Нальчик, ул. Ногмова, д.85/41, тел.: +7(88662)422087, факс: +7(495)3379955, azkh@mail.ru
278. *Хомская Ирина Вячеславовна*, ИФМ УрО РАН, 620041, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, д.18, тел.: +7(343)3783554, факс: +7(343)3745244, khomska@imp.uran.ru
279. *Хорев Иван Ефимович*, ТУСУР, 634050, Томск, ул. Ленина, д. 40, тел.: +7(3822)725912, факс: +7(3822)526365,

khorev@main.tusur.ru

280. *Хохлов Виктор Александрович*, ИТФ РАН, 117312, Москва, ул. Ферсмана, д. 3, кв. 70, тел.: +7(495)3407577, факс: +7(495)9382077, khokhlov@landau.ac.ru
281. *Чартий Павел Валикович*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, пер. Менжинского, д. 3, тел.: +7(8617)641814, факс: +7(8617)641814, pchartiy@nbkstu.org.ru
282. *Чартий Роман Павлович*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, пер. Менжинского, д.3, тел.: +7(8617)641814, факс: +7(8617)641814, ro_@mail.ru
283. *Черевко Александр Григорьевич*, СибГУТИ, 630090, Новосибирск, ул. Золотодолинская, д.9/19, тел.: +7(383)3305121, факс: +7(383)2112391, cherevko@mail.ru
284. *Черненко Андрей Сергеевич*, РНЦ КИ, 123098, Москва, ул.Рогова, 20-1-80, тел.: +7(495)9470145, факс: +7(499)1969685, chernenko@dap.kiae.ru
285. *Чигвинцев Александр Юрьевич*, МФТИ, 141700, Московская обл, Долгопрудный, Институтский пер. 9, тел.: +7(495)4087494, факс: +7(495)4087494, Chigvintsev_Alexander@emc.com
286. *Шадрин Артем Александрович*, РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, Челябин. обл., г.Снежинск, -, тел.: +7(35146)56565, факс: +7(35146)56565, a.a.shadrin@vniitf.ru
287. *Шахрай Денис Владимирович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., г.Черноголовка, Институтский проспект, д. 1, тел.: +7(496)5221049, факс: +7(496)5221049, shakhray@icp.ac.ru
288. *Швейгерт Ирина Вячеславовна*, ИТПМ СО РАН, 630090, Новосибирск, Институтская, д.4.1, тел.: +7(383)3308163, факс: +7(383)3307268, ischweig@itam.nsc.ru
289. *Шеманин Валерий Геннадьевич*, НИИ КубГТУ, 353900, Краснодарский край, Новороссийск, ул. К. Маркса д. 20, тел.: +7(8617)641814, факс: +7(8617)641814, vshemanin@nbkstu.org.ru
290. *Шестаков Виктор Викторович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Институтская, д.2, тел.: +7(495)9628054, факс: +7(496)5249701, shvv@issp.ac.ru
291. *Шикин Валерий Борисович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г.Черноголовка, Школьный б-р 3 кв.94, тел.: +7(496)5221098, факс: +7(496)5249701, shikin@issp.ac.ru
292. *Шилкин Николай Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-т Академика Семенова 1, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, shilkin@fcp.ac.ru

293. *Шмачков Алексей Владимирович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842456, факс: +7(495)4857990, pasha@ihed.ras.ru
294. *Шпатаковская Галина Васильевна*, ИММ РАН, 125047, Москва, Миусская пл. д.4а, тел.: +7(495)2507887, факс: +7(495)9720723, shpagalya@yandex.ru
295. *Штейнман Эдуард Александрович*, ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г.Черноголовка, ул.Центральная, д.20А, кв.13, тел.: +7(496)5223244, факс: +7(496)5249701, steinman@issp.ac.ru
296. *Шумихин Алексей Сергеевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4842110, факс: +7(495)4859922, shum_ac@mail.ru
297. *Шурупов Алексей Васильевич*, ШО ОИВТ РАН, 140700, Московская обл., Шатура, ул. Большевик, д.43А, тел.: +7(49645)23716, факс: +7(49645)24208, shurupov@fites.ru
298. *Шурупов Михаил Алексеевич*, МФТИ, 140700, Московская обл., Шатура, ул. Светлая, д 2., тел.: +7(926)4386387, факс: +7(926)4386387, grizli-1987@mail.ru
299. *Шурупова Нина Петровна*, ШО ОИВТ РАН, 140700, Московская обл., Шатура, ул. Большевик, д. 43А, тел.: +7(49645)24208, факс: +7(49645)24208, shurupov_a@fites.ru
300. *Шутов Александр Владимирович*, ИПХФ РАН, 141142, Московская обл., п. Биокombината, д.27 кв. 99, тел.: +7(496)5249472, факс: +7(496)5249472, shutov@ficr.ac.ru
301. *Юрьев Денис Сергеевич*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Проспект Семенова, д.1, тел.: +7(49652)49472, факс: +7(49652)49472, yuryev@ficr.ac.ru
302. *Яковлева Валентина Александровна*, ИПХФ РАН, 132432, Московская обл., Черноголовка, пр-кт Семенова, д.1, тел.: +7(496)5227886, факс: +7(496)5249472, fortov@ficr.ac.ru
303. *Якушев Владислав Владиславович*, ИПХФ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Первая, д.2А, кв. 34, тел.: +7(49652)24125, факс: +7(49652)21049, vvyakushev@mail.ru
304. *Янилкин Алексей Витальевич*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)4858545, факс: +7(495)4857990, yanilkina@ihed.ras.ru
305. *Янковский Борис Денисович*, ИТЭС ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, д.13/19, тел.: +7(495)3603952, факс: +7(495)4857990, yiy2004@mail.ru