

НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
"ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ"
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ РАН
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ РАН
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ



Тезисы

*3-го научно-координационного
совещания-симпозиума*

**ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ
УЛЬТРАКОРОТКИХ ПРОЦЕССОВ В
СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ**

Новый Афон – 2005

В сборнике представлены тезисы докладов 3-го научно-координационного совещания-симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, 23 июля - 1 августа 2005 г.). Доклады отражают современное состояние исследований в следующих областях: релаксационные процессы и химические реакции во фронте ударных и детонационных волн, ударная прочность твёрдых тел, метастабильные состояния вещества и их распад, отрицательные давления, взаимодействие мощных ионных, электронных и лазерных пучков с веществом, лазерная физика ультракоротких, в том числе фемтосекундных импульсов, неравновесная и неидеальная плазма. Рассмотрены экспериментальные исследования, теория, атомистическое моделирование релаксации и динамических процессов, проблемы высокопроизводительных вычислений и физического образования.

Под редакцией:

Ефремова В.П., Нормана Г.Э., Савинцева А.П.,
Кима В.В., Стегайлова В.В.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Фортов В.Е., сопредседатель, Президиум РАН, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Карамурзов Б.С., сопредседатель, КБГУ, Нальчик
Ефремов В.П., зам. председателя, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Минцев В.Б., зам. председателя, ИПХФ РАН, Черноголовка
Норман Г.Э., зам. председателя, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Савинцев А.П., зам. председателя, КБГУ, Нальчик
Кочеткова Н.С., помощник председателя, ИПХФ РАН, Черноголовка
Ким В.В., учёный секретарь, ИПХФ РАН, Черноголовка
Стегайлов В.В., учёный секретарь, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Ашитков С.И., ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Богданов А.В., ИВВИС, С.-Петербург
Канель Г.И., ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Лахно В.Д., ИМПБ РАН, Пущино
Легута С.Н., Оренбургский госуниверситет
Савватимский А.И., ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

Официальный сайт конференции
<http://www.ihed.ras.ru/afon05>

Отпечатано в ИПХФ РАН, г. Черноголовка Московской области

ОГЛАВЛЕНИЕ

МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ИХ РАСПАД

Стегайлов В.В. МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПЛАВЛЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА НА ПРИМЕРЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ	8
Бажиров Т.Т., Стегайлов В.В. РАСЧЕТ ЧАСТОТЫ КАВИТАЦИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ ЖИДКОГО СВИНЦА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ	8
Хищенко К.В. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ УГЛЕРОДА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР	9
Орешкин В.И., Бакшт Р.Б., Ратахин Н.А., Лабцкий А.Ю., Русских А.Г., Шишлов А.В., Левашов П.Р., Хищенко К.В., Глазырин И.В., Бейлис И. ПЕРЕГРЕВНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ МИКРОПРОВОДНИКОВ	9
Губин С.А., Маклашова И.В. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	10
Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И. МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛОВ ПАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ КРИСТАЛЛОВ ОКСИДОВ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ	11
Карпенко С.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В МАКРОНЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ	12
Карпенко С.В., Темроков А.И., Савинцев А.П. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХИЛЛА К ПОСТРОЕНИЮ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ИОННОГО КРИСТАЛЛА	13
Беспалов Е.В., Вяткин В.С., Ефремов В.П., Краснопёров Е.П., Куроедов Ю.Д., Фортгов В.Е. ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ РЕЖИМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МАГНИТНЫХ И ТЕРМОМАГНИТНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ	14

УДАРНАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ, КРИСТАЛЛЫ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Голубев В.К., Селезнев А.А. МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ С ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ СЖАТИИ	15
Стегайлов В.В., Янилкин А.В. АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЖЕЛЕЗА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАСТЯЖЕНИИ	16
Наймарк О.Б. СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ДЕФЕКТНЫХ СИС- ТЕМАХ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ НАГРУЖЕНИЯХ	17

Голубев В.К. ПРОЧНОСТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ РАЗРУШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ	17
Хорев И.Е. УДАРНО-ОТКОЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ СКВОЗНОМ ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАД	18
Горельский В.А., Канель Г.И., Фортов В.Е., Хорев И.Е. АНАЛИЗ РАЗРУШЕНИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАЗНОПЛОТНЫХ ТЕЛ ПРИ УДАРЕ ПОД УГЛОМ В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ	19
Лукьянов Я.Л., Пай В.В., Кузьмин Г.Е., Яковлев И.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ВЗРЫВНЫХ КОМПАКТОВ	20
РЕЛАКСАЦИЯ И ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ ВО ФРОНТЕ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН	
Уткин А.В., Головнев И.Ф., Фомин В.М. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕЩЕСТВА НА СВОЙСТВА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ	21
Морозов И.В., Смыслов А.А. ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТИ И ХАРАКТЕРА РЕЛАКСАЦИИ В ПЛОТНЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ	22
Долгобородов А.Ю., Колбанев И.В., Махов М.Н., Стрелецкий А.Н., Гоголя М.Ф., Фортов В.Е. О ТВЕРДОФАЗНОЙ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСЯХ НЕВЗРЫВЧАТЫХ КОМПОНЕНТОВ	23
Гоголя М.Ф., Махов М.Н., Долгобородов А.Ю., Бражников М.А., Лейпунский И.О., Жигач А.Н., Кусков М.Л., Ларичев М.Н. АЛЮМИНИЗИРОВАННЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА	24
Колесников С.А., Уткин А.В., Ананьин А.В. СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ИНДИВИДУАЛЬНЫХ И СМЕСЕВЫХ ПРЕССОВАННЫХ ВВ	25
Ким В.В., Ломоносов И.В., Султанов В.Г., Шутов А.В., Фортов В.Е. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА “DEEP IMPACT”	26
Добромыслов А.В., Козлов А.В., Талуц Н.И., Жугин Ю.Н., Гундырев В.М. ВЛИЯНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НА ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СМЕСИ КВАРЦА С АЛЮМИНИЕМ	26
Добромыслов А.В., Талуц Н.И., Козлов А.В., Укусников А.Н. ВЛИЯНИЕ СФЕРИЧЕСКИ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРУ СПЛАВА Al – 2,4 % Mg – 5,5 % Zn	27
Зубков П.И. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНДЕНСАЦИИ УГЛЕРОДА ПРИ ДЕТОНАЦИИ ТРОТИЛА	28
Петухов В.А., Набоко И.М. ВЗРЫВООПАСНОСТЬ СМЕСЕЙ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ С ВОЗДУХОМ	29

- Андриевская В.Ю.**
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ИСКУССТВЕННОМ АЭРОЗОЛЬНОМ ОБЛАКЕ,
СОСТОЯЩЕМ ИЗ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ САЖИ 30
- Губин С.А., Маклашова И.В.**
ПОВЕДЕНИЕ ДИОКСИДА УРАНА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ. 31
- Краус Е.И., Фомин Е.И., Шабалин Е.И.**
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН 32

***ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ ИОННЫХ, ЭЛЕКТРОННЫХ И ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
С ВЕЩЕСТВОМ***

- Ефремов В.П., Демидов Б.А., Мещеряков А.Н., Потапенко А.И.**
ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СХЛОПЫВАНИЯ ПОР
В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ ПРИ ИЗОХОРИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ 33
- Савинцев А.П.**
ЛУЧЕВАЯ ДЕСТРУКЦИЯ ИОДИДА КАЛИЯ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ 33
- Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф., Файзрахманов И.А., Хайбуллин И.Б.**
ВОЗДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ
ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ 34
- Воронина Э.И., Привалов В.Е., Чартий П.В., Шеманин В.Г.**
ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОЛИМЕРНОЙ МИШЕНИ
ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ 35
- Kostenko O.F.**
COLLISION HEATING OF DENSE CLUSTER BY INTENSIVE FEMTOSECOND LASER PULSE 36
- Ситников Д.С., Агранат М.Б., Ашитков С.И., Емельянов А.В., Еремин А.В., Гуренцов Е.В.,
Овчинников А.В., Шевелько А.П.**
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА
НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ И КЛАСТЕРЫ ЖЕЛЕЗА 36
- Бычков С.С., Пятницкий Л.Н.**
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В КАУСТИКЕ АКSIKОНА 37

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

- Летуга С.Н.**
ТЕРМОСТИМУЛИРОВАНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СЛОЖНЫХ
МОЛЕКУЛ ПРИ ДВУХКВАНТОВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ 38
- Ашитков С.И., Агранат М.Б., Михисор М.А., Овчинников А.В., Ситников Д.С.**
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АБЛЯЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ 39
- Савинцев А.П.**
ПРОБОЙ ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ НАНОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ 40

Костюков И.Ю. ГЕНЕРАЦИЯ ИОННОГО «ПУЗЫРЯ» РЕЛЯТИВИСТСКИМ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПЛАЗМЕ	41
Быстров А.М., Введенский Н.В., Гильденбург В.Б. СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ И ПРОБЛЕМА ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ГАЗА	42
Андреевская В.Ю. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРОЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА 8-14 МКМ	43
Горбунов Л.М., Фролов А.А. ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ПЛАЗМОЙ	44
<i>НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА, ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ, ПРОБОЙ В ГАЗАХ</i>	
Гордон Е.Б., Смирнов Б.М. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИЯХ	44
Норман Г.Э. ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ РАВНОВЕСНОЙ И НЕРАВНОВЕСНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ	45
Ланкин А.В., Морозов И.В. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕИДЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ	45
Левашов П.Р., Филинов В.С., Бониц М., Фортов В.Е., Феске Х. КВАНТОВАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	46
Кашапов Н.Ф., Лучкин Г.С. НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В МАГНЕТРОННОЙ РАСПЫЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ	47
Кашапов Н.Ф., Саттаров А.Г. НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД, ИНИЦИИРОВАННЫЙ НАНОСЕКУНДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ	48
Юрьев Д.С., Шилкин Н.С., Дудин С.В., Минцев В.Б., Фортов В.Е. ВЗРЫВНОЙ ГЕНЕРАТОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ	49
Аджиев А.Х., Бжекшиев С.Л., Сошенко В.А. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН ДЛЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭМИ	50

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МЕХАНИКИ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ

- Богданов А.В.**
ЧТО МОЖЕТ И НЕ МОЖЕТ СДЕЛАТЬ GRID ДЛЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МЕХАНИКИ? 51
- Ramaroson R., Zatevakhin M.A., Ignatyev A.A., Govorkova V.A.**
KINETICS OF AEROSOL PARTICLES IN PLANETARY BOUNDARY LAYER:
LES TURBULENCE MODELING 51
- Дегтярёв А.Б., Мареев В.В., Порубов А.В.**
ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДВУХМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН ДЕФОРМАЦИИ НА ПЛОСКОСТИ 52
- Богданов А.В., Станкова Е.Н.**
КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ВОЗМУЩЕННЫХ ВПОЛНЕ
ИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ 53
- Нечаев Ю.И.**
РАЗВИТИЕ КОНЦЕПЦИИ «SOFT COMPUTING»
ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ
В ЗАДАЧАХ АНАЛИТИЧЕСКОГО СИНТЕЗА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ 54

ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ

- Богданов А.В., Дегтярев А.Б., Руковчук В.П., Sloot P.**
НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ
МЕЖДУНАРОДНОГО УРОВНЯ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ 55
- Богданов А.В., Дегтярев А.Б., Анищенко О.П., Нечаев Ю.И., Станкова Е.Н.**
ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ОБУЧАЮЩИХ СИСТЕМАХ
ДИСТАНЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ 56
- Нечаев Ю.И., Дубров С.Н.**
ИНТЕГРИРОВАННАЯ ОБУЧАЮЩАЯ СРЕДА
НА БАЗЕ ОНТОЛОГИИ И ФОРМАЛЬНОГО КОНЦЕПТУАЛЬНОГО АНАЛИЗА 57
- Нечаев Ю.И., Петров О.Н.**
ФОРМАЛИЗАЦИЯ ЗНАНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА АДАПТИВНОГО РЕЗОНАНСА 58

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПЛАВЛЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА НА ПРИМЕРЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

Стегайлов В.В.

*Московский физико-технический институт
Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Природа фазовых превращений первого рода допускает существование метастабильных состояний, в которых структура одной из фаз сохраняется определенное конечное время в квазиравновесном состоянии до перехода в термодинамически более устойчивую фазу. В данной работе представлены результаты изучения ряда свойств кристаллической фазы в перегретом состоянии методом молекулярной динамики (МД).

Метод МД состоит в численном интегрировании классических уравнений движения многоатомной системы при заданном потенциале межчастичного взаимодействия. Получающаяся в результате детальная информация о динамике частиц позволяет рассчитывать и анализировать термодинамические, кинетические и структурные свойства рассматриваемой системы.

На основе разработанной методики расчета времени жизни метастабильной фазы [1,2] проведен расчет температурной зависимости времени жизни перегретой кристаллической меди и частоты гомогенной нуклеации. Расчет проводится методом молекулярной динамики (МД) с использованием реалистического многочастичного потенциала взаимодействия для меди [3]. Рассматриваются состояния соответствующие перегреву ~18-22%, время жизни которых доступно в МД расчете ($\sim 10^{-9}$ - 10^{-12} с). Показано, что результаты расчетов находятся в согласии с оценками по классической теории гомогенной нуклеации [4]. Проведенные расчеты температурной зависимости упругих постоянных кристаллической меди свидетельствуют о соответствии кинетического и механического критериев устойчивости твердой фазы.

Рассчитана температурная зависимость скорости распространения фронта плавления с открытой поверхности (при перегревах до ~15%). Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальным значением температуры плавления меди и имеющимися данными для меди по скорости распространения фронта кристаллизации из расплава.

1. Norman G.E., Stegailov V.V. // Molecular Simulation. 2004. V.30. P.397.
2. Stegailov V.V. // Computer Physics Communications. 2005. (in press)
3. Mishin Y. et al. // PRB. V.63. P.224106.
4. Motorin V.I., Musher S.L. // J. Chem. Phys. 1984. V.81. P.465.

РАСЧЕТ ЧАСТОТЫ КАВИТАЦИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ ЖИДКОГО СВИНЦА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Бажиров Т.Т., Стегайлов В.В.

*Московский физико-технический институт
Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Метод молекулярной динамики (МД) применяется для моделирования жидкого свинца на микроскопическом уровне с использованием реалистического потенциала межатомного взаимодействия (потенциал погруженного атома) [1]. Модель представляет собой систему 13500 атомов, находящихся в периодических граничных условиях. Рассматриваются состояния при температурах меньше критической ($T < 0.5T_{CP}$) и больших отрицательных давлениях.

Рассчитана граница устойчивости жидкой фазы (спинодаль). Для этого на фазовой диаграмме Pb выделяются области метастабильной жидкости, где производится расчет давления при различной плотности и фиксированной температуре. Зависимость давления от плотности экстраполируется полиномом, точка минимума которого и определяет точку спинодали.

Изучена кинетика кавитации путем усреднения времени жизни метастабильной фазы по ансамблю начальных конфигураций и последующего расчета частоты кавитации. Представлены зависимости частоты кавитации от давления при различных значениях температуры.

Проводится сравнение результатов МД расчетов с классической теорией нуклеации [2], оценивается влияние величины поверхностного натяжения. Обсуждается механизм кавитации в теплоносителе перспективных импульсных ядерных реакторов [3].

1. Lim H.S., Ong C.K., Ercolessi F. // Surface Science. 1992. V.269/270. P.1109.
2. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
3. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Паршиков А.Н., Суслин В.М. // Препринт №41 ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2004.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ УГЛЕРОДА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Хищенко К.В.

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

Для моделирования быстропротекающих процессов в средах с высокой концентрацией энергии необходимо знание свойств вещества как в стабильных, так и метастабильных состояниях в широком диапазоне температур и давлений.

Углерод, благодаря уникальным механическим и теплофизическим свойствам своих полиморфных модификаций (графит, алмаз), является основой важного класса материалов, которые находят широкое применение в элементах конструкций, несущих высокие тепловые и силовые нагрузки.

В данной работе проводится полуэмпирическое описание термодинамических характеристик и фазовых превращений в системе графит–алмаз–жидкость–пар углерода. В отличие от полученного ранее многофазного уравнения состояния углерода [1] изменена форма записи отдельных составляющих термодинамического потенциала жидкой фазы, что позволило более корректно учесть вклад теплового движения атомов при $T \rightarrow 0$ К, а также эффекты плавления и испарения при высоких температурах.

Обсуждаются результаты расчета в сопоставлении с имеющимися опытными данными для различных стабильных и метастабильных состояний углерода в обширной области фазовой диаграммы, изученной в стационарных и ударно-волновых экспериментах.

1. Khishchenko K. V., Fortov V. E., Lomonosov I. V. Multi-phase equation of state for carbon over wide range of temperatures and pressures // Int. J. Thermophys. 2005. V. 26. № 2. P. 479–491.

ПЕРЕГРЕВНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ МИКРОПРОВОДНИКОВ

*Орешкин В.И.¹, Бакирт Р.Б.¹, Ратахин Н.А.¹, Лабецкий А.Ю.¹, Русских А.Г.¹, Шишлов А.В.¹,
Левашов П.Р.², Хищенко К.В.², Глазырин И.В.³, Бейлис И.⁴*

¹ *Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск*

² *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

³ *РФЯЦ Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, Снежинск*

⁴ *Тель-Авивский университет, Израиль*

Успешное применение Z-пинчей в качестве источников мощного мягкого рентгеновского излучения стимулировало интерес к изучению электрического взрыва проводников (ЭВП), главным образом, взрыва в вакууме. Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют, что взрыв проводника в вакууме сопровождается как процессами стратообразования, так и появлением малоплотной плазменной короны, окружающий более плотный kern. Численное моделирование этих явлений осуществлялось с помощью двумерного кода JULIA, в котором уравнения магнитогидродина-

мики (МГД) решаются на основе метода «частиц в ячейках» (particle-in-cell, PIC). Моделировался быстрый режим ЭВП, то есть взрыв при плотностях тока $\sim 10^8$ А/см². В таком режиме ЭВП страты образуются за счет развития перегреваемых неустойчивостей. Причиной появления страт является характер изменения проводимости металла в окрестности критической точки, а именно падение проводимости при росте температуры и уменьшении плотности металла. Длины волн страт, полученные при двухмерном МГД моделировании быстрого ЭВП, близки к длинам волн страт, наблюдаемых в экспериментах.

Работа поддержана грантом МНТЦ#2151, проектом РФФИ №05-02-16845 и проектом РФФИ №05-02-08351.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Губин С.А., Маклашова И.В.

Московский инженерно-физический институт

Прогнозирование теплофизических свойств наночастиц конденсированных и жидких веществ из углеродных, керамических и металлических материалов требуется при решении многих прикладных задач в различных областях науки и техники. Свойства вещества в наносостоянии отличаются от свойств вещества в обычном крупнокристаллическом состоянии [1].

На сегодняшний день существуют два основных способа для предсказания свойств наноматериалов – компьютерное моделирование, основанное на методах квантовой и статистической механики и оценка изменения термодинамических потенциалов вещества в ультрадисперсном состоянии [2]. Для расчетов по квантово-механическому методу требуется детальное знание внутримолекулярных потенциалов веществ и высокая производительность вычислительной техники. При термодинамическом подходе обычно предполагается, что размеры наночастиц углерода малы не настолько, чтобы заметно изменилось внутреннее состояние вещества. Различие макро– и ультрадисперсного состояния вещества заключалось лишь в наличии дополнительной мольной поверхности, зависящей от формы и размера наночастицы, и высокой поверхностной энергии наночастиц, обусловленной их малым размером, что создает повышенное давление внутри наночастицы из-за действия силы Лапласа и вызывает соответствующие изменения термодинамических потенциалов. Такой подход не годится для оценки свойств малых кластеров, но применим для расчетов свойств наночастиц с числом атомов в кристалле порядка $10^3 - 10^4$ и больше.

Термодинамическое моделирование позволяет рассчитать теплофизические и термодинамические свойства наночастиц на основе поправок к термодинамическим потенциалам (уравнению состояния (УРС)) вещества. Для наночастиц, имеющих форму близкую к сферической, УРС находилось на основе известного уравнения состояния вещества в макросостоянии с использованием избыточной величины давления Лапласа, возникающего внутри нанодисперсной частицы вследствие образования искривленной поверхности. В этом случае, общее давление вещества в наночастице равно сумме давления внутри крупнокристаллического вещества и давления Лапласа. Путем интегрирования выражения для давления Лапласа по объему и температуре получены избыточное значение изохорно-изотермического потенциала Гельмгольца на одну наночастицу. Далее путем частного дифференцирования потенциала Гельмгольца по объему и температуре были получены остальные термодинамические потенциалы и рассчитаны свойства нановещества, такие как избыточная энтропия, внутренняя энергия и другие. При этом термодинамические потенциалы тоже оказываются равными сумме макроскопического потенциала и дополнительной энергии, возникающей за счет образования избыточной поверхности наночастицы.

Выполненные расчеты теплофизических и термодинамических характеристик (коэффициент температурного расширения, модуль сжатия, скорость звука и другие дифференциальные параметры вещества) наночастиц углерода, алюминия, меди, железа и диоксида урана показали, что их свойства отличаются от свойств вещества в обычном крупнокристаллическом состоянии.

Получены диаграммы фазового состояния нанодисперсного углерода для разных форм и размеров нанокристаллов. Показано, что давление равновесия объемных нанокристаллов графита и алмаза повышается при уменьшении размера наночастиц. Экспериментальные данные о синтезе нано-

дисперсного алмаза с использованием взрыва также указывают на возрастание давления сосуществования твердых фаз углерода с понижением размера нанокристаллов.

Работа выполнена при поддержке фонда CRDF в НОЦ- 011 и РФФИ, грант 03-03-32413.

1. Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. М., Техносфера, 2004. 328 с.
2. Губин С.А., Одинцов В.В., Пепекин В.И., Сергеев С.С. Влияние формы и размеров кристаллов графита и алмаза на фазовое равновесие углерода и параметры детонации: Препринт. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1989г. 46с.

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛОВ ПАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ КРИСТАЛЛОВ ОКСИДОВ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

Карпенко С.В.¹, Савинцев А.П.², Темроков А.И.¹

¹ НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик

² Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Важным моментом в построении термодинамического потенциала кристалла является использование корректных потенциалов парного взаимодействия атомов (ионов), которые оказывают существенное влияние на точность получаемых результатов.

При расчетах парных потенциалов для систем с заполненными оболочками мы опирались на модель предложенную Гордоном и Кимом (модель ГК) [1]. Основные приближения данной модели сводятся к следующему:

1. Предполагается, что отсутствует перераспределение электронов у взаимодействующих атомов при их сближении друг с другом. Электронная плотность аддитивна, т.е. полная электронная плотность двух и более атомов в пространстве есть просто сумма отдельных атомных плотностей. Очевидно, что в рамках такого приближения ковалентная связь не может быть описана. Во всех остальных случаях, как показывают расчеты методом Хартри-Фока, полная плотность электронов в пространстве отличается от суммы плотностей отдельных атомов не более, чем на 10 % .

2. Энергия взаимодействия включает в себя кулоновскую часть, а также кинетический, обменный и корреляционный вклады в локальном приближении. Приближение локальной однородности электронного газа хорошо выполняется для внешних частей электронных оболочек, перекрывающие которых вносят основной вклад в энергию парного взаимодействия.

3. Электронная плотность отдельных атомов берется по Хартри-Фоку.

Энергия кулоновского взаимодействия имеет вид

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

где $\rho_{a,b}$ и $Z_{a,b}$ - электронные плотности и заряды двух атомов. После интегрирования по углам (с учетом сферической симметрии функций $\rho_a(\vec{r}_1)$ и $\rho_b(\vec{r}_2)$ у атомов с заполненными электронными оболочками) для случая гомоатомной пары результирующая формула для кулоновского вклада принимает вид

$$V_c(R) = \int_0^\infty 4\pi r_1^2 dr_1 \int 4\pi r_2^2 dr_2 \rho_a(\vec{r}_1) \rho_b(\vec{r}_2) I(R, r_1, r_2),$$

Некулоновская часть потенциала взаимодействия рассчитывается по формуле

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

где плотность энергии E_G (в атомных единицах) есть

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

Здесь E_{corr} - есть корреляционная энергия, учет которой необходим, ибо она дает существенный вклад в области больших межатомных расстояний, соответствующих равновесным радиусам в молекулах и твердых телах.

Основное отличие используемой модели в рамках метода функционала плотности (МФП) от модели Гордона – Кима при расчетах парных потенциалов связано с выбором электронной плотности изолированных атомов. В случае МФП – это электронные плотности, близкие к Хартри – Фоковским, минимизирующие функционал энергии и полученные вариационным методом, в то время как в модели Гордона – Кима это точные Хартри – Фоковские электронные плотности. Метод функционала электронной плотности выступает как самосогласованная модель, ибо электронные плотности изолированных атомов находятся с использованием принципа Ритца внутри самой модели. Результаты расчетов демонстрируют систематическое улучшение результатов в смысле близости к эксперименту по сравнению с моделью Гордона – Кима.

1. *Gordon R.G., Kim Y.S.* Theory for the forces between closed-shell atoms and molecules. // *J. Chem. Phys.* 1972. v. 56. p. 3122.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В МАКРОНЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

Карпенко С.В.

НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик

Целью данной работы является постановка модельного эксперимента по исследованию макронеупорядоченных систем и изучение на его основе зависимости удельного сопротивления (ρ) гетерогенной бинарной системы от содержания одного из компонентов, а также изучение температурной зависимости $\rho = f(T)$. Обычно теоретическому рассмотрению подвергаются системы “металл - диэлектрик”, благодаря малому удельному сопротивлению металла. Однако, при экспериментальном исследовании мелкодисперсных металлических порошков возникает проблема с контактным сопротивлением металлических частиц, так как большинство металлов в воздушной среде покрыты достаточно толстым оксидным слоем, за исключением ряда благородных металлов - золота, платины и др. [1, 2]. Использование в качестве проводящей компоненты графита с точки зрения минимизации контактного сопротивления имеет ряд преимуществ по сравнению с металлами. Окислы углерода - газы и вне зависимости от происхождения препарата графита можно не рассматривать образование оксидной пленки на частицах. Кроме того, углерод химически пассивен по отношению к большинству диэлектриков в широком диапазоне температур. В качестве диэлектрической компоненты рационально использование легкоплавкого диэлектрика, применение которого позволяет создать монолитный образец “проводник - диэлектрик”. Исходя из вышеизложенных соображений и отдавая приоритет простоте изготовления образцов, были выбраны: термографит - препарат коллоидно-графитовый сухой С-1 ТУ 113-08-48-63-90 с основным размером частиц до $4 \cdot 10^{-6}$ м и парафин нефтяной твердый П2 ГОСТ 23683-89 [3].

Для уменьшения погрешностей измерений была разработана оригинальная экспериментальная ячейка. Измерение электросопротивления системы проводилось стандартными методами. В результате проведенных исследований и применения разработанной методики определения порога протекания были получены численные значения величины порога протекания для концентрации графита $x_c = 0,16$; индекса радиуса корреляции $\nu = 0,7$ и индекса электропроводности $t \approx 1,4$. В рамках подхода теории протекания получена оценка точности проведенного эксперимента: среднеквадратичное отклонение $\delta(N) \leq 7,64 \cdot 10^{-4}$ и ширина области для функции порога протекания $\Delta_N \leq 18 \cdot 10^{-4}$. Обращает на себя внимание величина индекса электропроводности, которая находится на нижнем пределе общепринятых значений для трехмерных систем.

В большинстве задач теории протекания считается, что при $x < x_c$ сопротивление системы бесконечно, однако, для реальных веществ существует вполне определенное конечное значение сопротивления. Исследование области $0 < x < x_c$ может существенно дополнить новыми данными существующий механизм теории протекания. Для обоснования характера зависимости $\rho = f(x)$ в области $0 < x < x_c$ были построены графики $\rho = f(T)$, где T - абсолютная температура системы, для

различных значений концентрации графита в системе. Было определено, что полученные образцы по своим электрофизическим свойствам в корне отличаются от базовых компонентов системы. Определены пограничные концентрации углерода, при которых такие изменения наиболее существенны. Для объяснения полученных результатов предложена модель многоуровневой иерархической системы с $0 \leq x \leq 0,06$, $0,06 < x \leq 0,11$ и $0,11 < x \leq 0,16$ [3]. Таким образом, экспериментально показана возможность создания гетерогенных систем, свойства которых отличны от свойств базовых компонентов, в частности, обладающих аномально большим температурным коэффициентом сопротивления.

1. Займан Д. Модели беспорядка. М.: Мир. 1982. 501 с.
2. Фомин А.Г. // УФН. 1996. Т. 166. Вып. 10. С. 1069-1081.
3. Соцков В.А., Карпенко С.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. вып. 1. С. 106-109.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХИЛЛА К ПОСТРОЕНИЮ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ИОННОГО КРИСТАЛЛА

Карпенко С.В.¹, Темроков А.И.¹, Савинцев А.П.²

¹ НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик

² Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

В рамках термодинамики Гиббса возникает ряд принципиальных трудностей при изучении свойств малых систем, что обусловлено существенностью вклада поверхности и дефектов структуры в энергетическое состояние системы. Подобная ситуация приводит к нарушению аддитивности термодинамического потенциала системы, лишая его определенного смысла. Кроме того, макроскопическая термодинамика не позволяет провести корректный учет дефектности структуры, а данный вопрос является принципиально важным при анализе полиморфных превращений при высоких давлениях в малых кристаллических частицах. Для устранения описанных противоречий в данной работе используется подход термодинамики малых систем - метод Хилла. В данном подходе термодинамические параметры системы есть статистические средние по ансамблю «малая система - внешняя среда». В гиббсовском подходе изменение термодинамического потенциала, необходимое для образования и роста зародыша новой фазы при полиморфном превращении, определяется выражением

$$\Delta f_n = \frac{\Delta F_n}{kT} = -\alpha n + \beta n^{2/3}, \quad (1)$$

где $\alpha = \frac{\Delta\mu + \varepsilon}{kT}$; $\Delta\mu$ - разность химических потенциалов в двух фазах; ε - параметр, характеризующий затраты энергии на деформацию исходной фазы в области зародыша; n - число атомов в зародыше; $\beta = \frac{\alpha_0 \sigma \nu_a^2}{kT}$; α_0 - коэффициент формы зародыша; σ - поверхностное натяжение на границе раздела фаз; ν_a - объем зародыша в расчете на один атом. Сложность анализа малых систем связана также с тем, что флуктуации термодинамических величин сравнимы со значениями самих величин, что не позволяет считать их макроскопическими. Поэтому выражение (1) не применимо к частицам микроскопических размеров. Поэтому в данную формулу вводится слагаемое, зависящее от размера объекта

$$\Delta f_n = -\alpha n + \beta n^{2/3} - \gamma n^{1/2}, \quad (2)$$

где для кластеров в расплаве или в твердом теле $\gamma = \frac{H(\chi/\nu_a)^{1/2}}{kT}$; H - энтальпия в расчете на атом; χ - сжимаемость; n - число атомов в кластере. Причем величина поверхностного натяжения σ в (2) должна вычисляться с учетом размера частиц и коэффициента формы α_0 .

Термодинамический потенциал ансамбля дисперсных частиц без вакансий может быть представлен в виде

$$G(T, p, r) = Nn \left[\mu_0 \left(T, p + \frac{2\sigma}{r} \right) + \frac{\sigma \nu_0}{r} \right], \quad (3)$$

где $n = \frac{4\pi r^3}{3v_0}$ - число атомов в частице; N - число частиц. Учет вакансионных вкладов приводит к снижению значений давления полиморфного превращения по сравнению с результатами, полученными в рамках гиббсовского подхода для идеальных кристаллов. Наиболее существенная разница результатов отмечается для кристаллов радиусом 25-75 ангстрем, для частиц же с $r = 100-250$ ангстрем данные обоих расчетов практически совпадают. Подобная зависимость может быть объяснена повышением концентрации вакансий в частицах малых размеров.

Показано, что выражение для размерной зависимости концентрации вакансий имеет вид

$$C_r(T, p) \approx C_0 \exp \left[-\frac{2\sigma}{rkT} \left(v_v - \frac{1}{2} v_0 \right) \right], \quad (4)$$

где $C_0(T, p)$ - концентрация вакансий в массивном образце. Первый член в выражении (4) описывает выталкивающее действие лапласова давления, второй - роль избыточной поверхностной энергии. Выражение (4) показывает, что в веществах, в которых $v_v > 0,5v_0$ преобладает действие лапласова давления и их диспергирование ведет к понижению концентрации вакансий, то есть $C_r < C_0$. В противном случае преобладает уменьшение энергии образования вакансий за счет избыточной поверхностной энергии и $C_r > C_0$.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ РЕЖИМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МАГНИТНЫХ И ТЕРМОМАГНИТНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Беспалов Е.В.¹, Вяткин В.С.², Ефремов В.П.¹, Краснощёров Е.П.², Куроедов Ю.Д.², Фортвов В.Е.¹

¹ *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

² *РНЦ «Курчатовский институт», Москва*

Увеличение рабочих плотностей энергии в магнитных и сверхпроводящих системах, внедряемых в повседневную жизнь, неизбежно сопровождается увеличением опасности выхода из строя таких систем. В этой связи исследование неустойчивостей, которые могут возникнуть и развиваться в таких системах представляет особый интерес.

В работе [1] предложен детонационный механизм распространения нормальной фазы в сверхпроводниках, когда мощное джоулево энерговыделение генерирует ударную волну, во фронте которой происходят сжатие и необратимый разогрев вещества, разрушающий сверхпроводящее состояние. Сделанные в [1] оценки условий возникновения детонационного режима соответствуют высоким джоулевым энерговыделениям в резистивной фазе и, как следствие, высоким плотностям тока, близким к критическим величинам для сверхпроводников. В данной работе проведен поиск таких режимов при температуре жидкого гелия ($4.5^\circ K$), а также исследовался характер распространения термомагнитной неустойчивости [2] вдоль сверхпроводящей проволоки в зависимости от оболочки при постоянном магнитном поле $\sim 0,7$ Тл. Получено существование режима распространения неустойчивости со скоростью большей скорости звука.

Эти результаты, полученные для тонких проволок, косвенно подтверждаются экспериментами, сделанными в 1993 в Университете Констанц (Германия) P.Leiderer с сотрудниками [3], и продолженными в 2000-2005 г.г. [4] для плоских сверхпроводящих плёнок. Так для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ плёнки измеренная скорость распространения магнитной неустойчивости составила 200 км/с, а для YNi_2B_3C плёнки 360 км/с. Приложенное магнитное поле при этом $\sim 1 \div 5$ мТл. Эту скорость авторы интерпретируют как движение фронта области дендритов.

При изучении распространения дендритной магнитной неустойчивости в сверхпроводниках встал вопрос о вещественном отклике исследуемых образцов: плёнок и проволок на возникновение и распространение внутри них дендритного потока. Однако, для исследования структуры вещества и её изменения в результате возмущения необходимо иметь оценку области измененного вещества, т.е. глубины проникновения магнитного дендритного потока в вещество. Применение уравнения Лондонов показало, что количественную оценку глубины проникновения потока в этом случае можно произвести только зная концентрацию сверхпроводящих электронов n_s . Вычисление же концентрации сверхпроводящих электронов в общем случае представляется затруднительным, т.к. эта величина зависит от кристаллической структуры вещества, температуры среды, и может варьироваться от образ-

ца к образцу. Однако методами нейтронографии, в работе [5] удалось измерить Лондоновскую глубину проникновения поля в плёнку. Она составила 140 ± 10 нм.

Распространение дендритной неустойчивости в тонких плёнках инициируется и при взрывной кристаллизации [6] при комнатных температурах, в связи с чем возникает вопрос о поиске сверхзвукового режима распространения взрывной кристаллизации. Разработке экспериментальной методики изучения такого механизма посвящена часть этой работы.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований РАН «Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий».

1. В.Е. Фортов. О детонационном режиме распространения нормальной фазы в сверхпроводящих материалах. // ДАН, т.318, №5, 1991г., с. 1162-1165
2. Неустойчивости в сверхпроводниках. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. М.: Наука, 1984г.
3. Nucleation and growth of a flux instability in superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films. P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, and S. Herminghaus // Physical review letters, vol. 71, № 16, 1993, pp 2646-2649
4. Velocity measurements of the dendritic instability in YNi_2B_2C . B. Biehler, B.-U. Runge, S. C. Wimbush, V. Holzappel and P. Leiderer // Supercond. Sci. Technol. 18, 2005, pp 385-387.
5. Нейтронография проникновения магнитного поля в тонкие пленки ВТСП. В.Л. Аксенов, В.В. Лаутер-Пасюк, Х. Лаутер. / Труды ФПС'04, октябрь 2004г., с. 68-70.
6. Структурная самоорганизация и формирование перпендикулярной магнитной анизотропии в нанокристаллических пленках $Co_{50}Pd_{50}$. Л.И.Квеглис, С.М. Жарков, И.В. Староверова // ФТТ, т. 43, вып.8, 2001г., с. 1482-1487

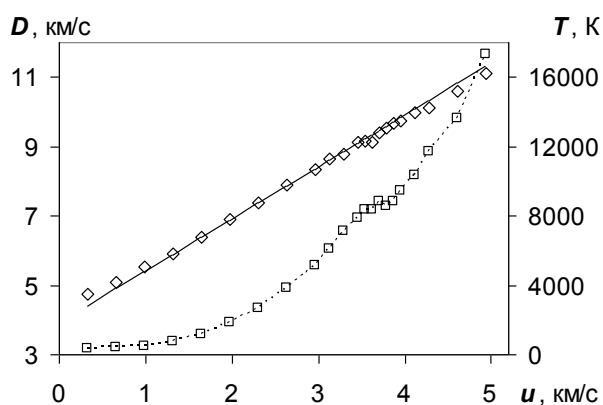
МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ С ГРАНЕЦЕНТРИРОВАННОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ СЖАТИИ

Голубев В.К., Селезнев А.А.

РФЯЦ Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров

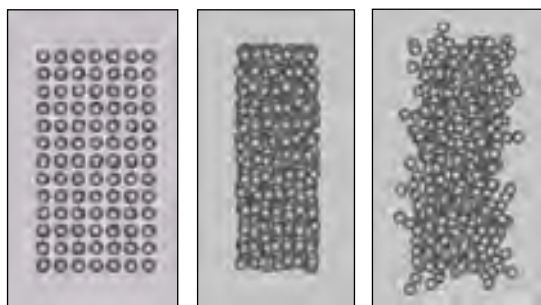
Проведено исследование процесса плавления металлов с гцк решеткой в условиях интенсивного ударно-волнового сжатия. Предварительные результаты [1] расширены и уточнены за счет использования более точных потенциалов и увеличения расчетных точек в областях, где наблюдается плавление металлов. Для моделирования процессов ударно-волнового сжатия и последующего плавления использован метод неравновесной молекулярной динамики, реализованный в программе SageMD. Рассмотрены такие металлы, как алюминий, медь, никель, свинец, серебро, золото, родий, палладий, иридий, платина.

Для всех металлов использовались унифицированные образцы в форме прямоугольных параллелепипедов размерами $10 \times 10 \times 40$ параметров решетки a . Число атомов в таком образце составляет 16000 штук. На боковых гранях образцов задавались периодические граничные условия. На левой торцевой грани устанавливалась жесткая подвижная стенка, а правая грань фиксировалась жесткой неподвижной стенкой. Ударная волна в образце создавалась путем задания необходимой скорости



левой подвижной стенке. Массовые скорости варьировались в пределах, достаточных для четкого выявления диапазонов плавления исследуемых металлов. В образцах выделялись по три фиксируемых объема размерами $6 \times 6 \times 3 a$, расположенных на расстояниях 10, 20 и 30 a от левой торцевой грани. Каждый такой объем содержал по 592 атома. Скорости ударных волн определялись по временам их прохождения через эти фиксируемые объемы. Они использовались также для визуального наблюдения характера деформации и плавления металлов и расчета температур. Начальные температуры всех образцов составляли 300 К. Для двух металлов, алю-

миния и меди, были проведены расчеты с образцами большего размера и при других начальных температурах. Для расчетов использовались потенциалы в форме Морзе, построенные на основе нулевых



изотерм рассматриваемых металлов. Диапазоны условий ударно-волнового нагружения, соответствующие плавлению металлов в ударных волнах, определялись путем визуального наблюдения выделенных объемов образцов и по ходу зависимости температуры от массовой скорости. Отмечена хорошая корреляция результатов обоих использованных методов. Для примера на первом рисунке приведены полученные для меди в результате расчетов ударная адиабата (ромбы) и зависимость температуры от массовой скорости (квадраты). Показана также

экспериментальная ударная адиабата в виде линейного D - u -соотношения. На втором рисунке показаны фиксируемые объемы в исходном состоянии и после нагружения ударными волнами с массовыми скоростями 3.125 и 3.947 км/с. Аналогичные результаты получены для всех указанных металлов и сопоставлены с известными для некоторых из металлов экспериментальными данными.

1. Голубев В.К., Селезнев А.А. Молекулярно-динамическое моделирование статического и ударно-волнового сжатия металлов с гранецентрированной кубической решеткой. Тезисы докладов международной конференции "VII Забабахинские научные чтения". Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. С. 174.

АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЖЕЛЕЗА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ РАСТЯЖЕНИИ

Стегайлов В.В., Янилкин А.В.

Московский физико-технический институт

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

Методом молекулярной динамики исследован механизм потери устойчивости и процесс пластического деформирования в кристаллическом железе при высокоскоростном одноосном растяжении в диапазоне скоростей деформации от 1.3×10^7 до $1.3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Для описания межатомного взаимодействия использована модель многочастичного потенциала погруженного атома [1]. Результаты моделирования свидетельствуют, что резкие структурные переходы происходят в моменты потери механической устойчивости и разделены более длительными участками плавных изменений.

Переход деформации из упругого режима в пластический сопровождается концентрацией дефектов в кластеры альтернативной кристаллической фазы. Первый этап пластической деформации состоит в мартенситном переходе между двумя модификациями объемноцентрированной тетрагональной решетки.

На втором этапе пластической деформации происходит упрочнение в результате образования системы дислокационных (сдвиговых) плоскостей. Образование несплошностей (зародышей микротрещин) имеет случайный характер гетерогенной нуклеации и происходит преимущественно в местах пересечения дислокационных плоскостей.

Получены значения напряжений в моменты потери сплошности при различных скоростях деформации и температурах (в диапазоне 50 – 300К). Результаты не противоречат экспериментальным данным [2] по откольной прочности железа.

1. Mendeleev M.I. et al. // *Philosophical Magazine*. 2003. V. 83. № 35. P. 3977.

2. Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортов В.Е. // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Т.80. Вып.5. С. 395.

СТРУКТУРНО-СКЕЙЛИНГОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ДЕФЕКТНЫХ СИСТЕМАХ И РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ НАГРУЖЕНИЯХ

Наймарк О.Б.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

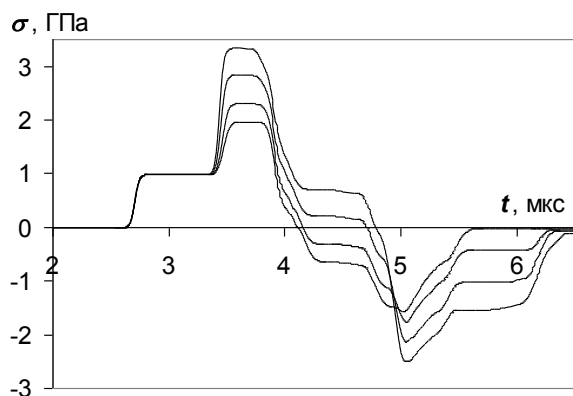
Развитая статистика конденсированных сред с мезодефектами позволила определить вид параметров порядка и предложить неравновесный потенциал (неравновесная свободная энергия) как обобщение разложения Гинзбурга-Ландау по тензору плотности дефектов и структурному параметру скейлинга. Принципиальным моментом в обобщении подхода Гинзбурга-Ландау является определение условий термализации существенно неравновесной мезоскопической системы в терминах параметра структурного скейлинга и определения эффективных температур неравновесного состояния. Кинетика указанных параметров порядка определяет релаксационную способность материала при формировании пластических сдвигов и переходах от дисперсного к макроскопическому разрушению. Нелинейность неравновесного потенциала приводит к зарождению коллективных мод дефектов с большими характерными релаксационными временами и, как следствие, «подчинению» динамики наблюдаемых переменных (напряжение, деформация, скорость деформации) динамике коллективных мод в ансамблях дефектов. Это, по-видимому, и является физическим механизмом устойчивости (автомодельности) пластического волнового фронта в металлах (данные Barker и Grady) и эффекта задержки разрушения – «волн разрушения» в стеклах и керамиках. Термодинамические и кинетические свойства ансамблей мезоскопических дефектов исследовались с целью объяснения активационных механизмов пластической деформации и структуры волновых фронтов. Установлена связь указанных переходов с активационной кинетикой типа Аррениуса для низких скоростей деформации и степенной кинетикой для скоростей деформации, превышающих 10^4 с^{-1} . Степенной закон является следствием автомодельной кинетики для структурного параметра скейлинга. Моделирование кинетики деформации показало важность эффектов нелокальности, обусловленных дальнедействием взаимодействия в ансамбле дефектов, что приводит к «диффузионной» динамике распространения пластических фронтов. Переход к степенному закону пространственного скейлинга в ансамбле микросдвигов подтверждает вывод о роли автомодельных эффектов мезоскопической природы, контролирующей кинетику пластических сдвигов при высоких скоростях деформации и играющих принципиальную роль в формировании, свойствах пластических волновых фронтов и кинетике разрушения (структурно-скейлинговые переходы).

ПРОЧНОСТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ РАЗРУШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Голубев В.К.

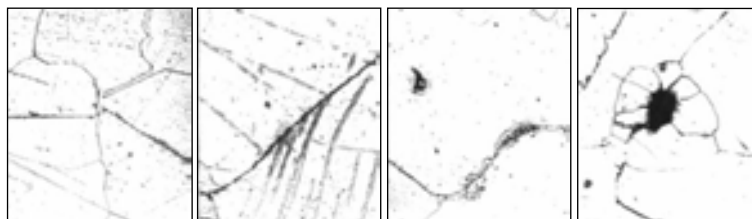
РФЯЦ Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров

Представлены результаты исследования откольного разрушения железа и девяти его сплавов (сталей), алюминия, титана, тантала, магния и нескольких их сплавов, меди, никеля и свинца. Работа продолжает начатую серию работ по обработке и систематизации большого объема полученных ранее экспериментальных данных по структурным аспектам откольного разрушения материалов в широком диапазоне температур испытания [1]. В большинстве случаев образцы толщиной 10 и 20 мм нагружались ударом алюминиевых пластин толщиной 4 мм. Исходное состояние некоторых материалов, прежде всего сталей, варьировалось за счет использования различных условий предварительной термообработки. Время нагружения изменялось путем пропорционального изменения толщин ударников и образ-



цов. Осуществлялось предварительное охлаждение образцов до температуры $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ и нагрев до температур в пределах $800\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Структурный анализ состояния материалов до и после ударно-волнового нагружения проводился с использованием методов металлографического, электронно-микроскопического и рентгеноструктурного анализа, а также путем измерения микротвердости. Основное внимание уделялось металлографии и фрактографии характера откольного разрушения. Условия нагружения образцов определялись с использованием метода численного упругопластического расчета. Для этого были построены достаточно точные уравнения состояния для области относительно низких давлений ударно-волнового сжатия и подобраны данные по динамическому пределу текучести материалов. В качестве примера на первом рисунке показан один из вариантов расчета продольного напряжения в образце железа толщиной 20 мм на глубине 16,4 мм при его нагружении ударом алюминиевой пластины толщиной 4 мм со скоростями 175, 206, 254 и 298 м/с при нормальной температуре.



При структурном анализе испытанных при этих условиях нагружения образцов были отмечены соответственно сохранение структурной целостности материала и последовательные стадии увеличения микроструктурной поврежденности в зоне откола.

На втором рисунке показаны характерные откольные повреждения, наблюдаемые в железе при температурах -196 , ~ 0 , 400 и $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ (слева направо). Приведенные фрагменты структуры имеют размер по высоте 100 мкм и сделаны при съемке подготовленных шлифов с увеличением 500 крат. Полученные для всех материалов результаты структурного анализа перекрывают диапазон от зарождения отдельных микроповреждений до образования крупных магистральных трещин, проходящих через все сечение образца, и указывают на явное влияние структуры материала и температуры образца на характер разрушения. Проведено сопоставление некоторых из полученных результатов по откольной прочности и характеру откольного разрушения исследованных металлов и сплавов с данными других авторов. В большинстве случаев отмечено достаточно хорошее согласие результатов.

1. Голубев В.К. Структурные аспекты разрушения алюминия и его сплавов при ударно-волновом нагружении. Тезисы докладов международной конференции "VII Харитоновские тематические научные чтения". Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005. С. 171-172.

УДАРНО-ОТКОЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ СКВОЗНОМ ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАД

Хорев И.Е.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

В систематических опытах на сохраненных образцах при достаточно широкой вариации размеров ударников (от 1 г до 1 кг) и их форм (от компактного до удлиненного) выявлено неизвестное ранее новое физическое явление при изучении проблемы высокоскоростного соударения различных бойков с преградами конечной толщины. Оно названо автором ударно-откольной асимметрией. В работе [1] установлено, что в случае высокоскоростного соударения различных бойков (компактных, удлиненных, пуль и снарядов) с преградами конечной толщины время развития откольного повреждения может стать сравнимым с временем проникания бойка или его деформированной части через преграду, в результате чего происходит контактное взаимодействие формирующейся откольной тарелочки с ударником. При этом в пластичных материалах в откольной тарелочке образуется сквозное отверстие равное диаметру бойка или его деформированной части, а в достаточно прочных конструктивных материала откольная тарелочка дробится на фрагменты. Это установлено независимыми экспериментами по рентгенографированию процесса пробивания различными бойками преград и улавливаю откольных тарелочек в специальных устройствах.

Подобный механизм взаимодействия ударника с откольной тарелочкой подтвержден согласованными с экспериментами по начальным и граничным условиям параметрическими теоретическими исследованиями. Численное описание высокоскоростного взаимодействия различных бойков с преградами конечной толщины и их разрушение в осесимметричной постановке проводилось методом

конечных элементов. В общем случае используемая модель взаимодействия тел конечных размеров описывается сжимаемой упругопластической средой, поведение которой при динамических нагрузках характеризуется модулем сдвига, динамическим пределом текучести и константами кинетической модели разрушения, описывающей развитие и эволюцию микрповреждений, которые непрерывно изменяют свойства материала и вызывают релаксацию напряжений.

Моделирование откольного разрушения конструкционных материалов осуществлялось, исходя из представления о непрерывной мере разрушения, в качестве которой выбран удельный объем трещин [2]. При этом скорость роста удельного объема трещин задавалась как функция действующего давления и достигнутого объема трещин, а по мере разрушения среды прочностные характеристики ее падают по определенным зависимостям. Данным методом были проведены расчет и анализ удара о плоские преграды конечной толщины трех характерных типов бойков: пластинчатого, компактного (шарика или цилиндра с высотой равной диаметру) и удлиненного (остроголовой пули или стержня). Расчеты доказательно подтвердили, что при пробитии преград компактными (размеры которых равны по всем трем направлениям) и удлиненными бойками стержневого типа происходит непосредственное взаимодействие ударников с формирующейся откольной тарелочкой и ее пробитие.

Дальнейшие систематические исследования этого явления на сохранных образцах и улавливание фрагментов откольной тарелочки в процессе экспериментов показали, что в достаточно прочных и вязких конструкционных материалах (броневые стали, титановые сплавы и т.д.) наблюдается дробление откольной тарелочки при контакте с ударником или с его сдеформированной частью на фрагменты. При этом в процессе разрушения откольной тарелочки образуется только нечетное число фрагментов одинаковых по конфигурациям (три, пять, семь и т.д.).

Дается качественное объяснение процессу образования нечетного количества откольных фрагментов при разрушении откольной тарелочки ударниками.

Это явление имеет чрезвычайно важное научное (фундаментальное) и практическое значение, связанное с созданием широкодиапазонной теории динамического разрушения различных материалов, изучением физики и механики пробивания сложных конструкций, формированием осколочных потоков и т.д. [3]. Представляет научный и практический интерес теоретическое объяснение и обоснование этого явления и разработка его физико-математической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 03-01-00386).

1. И.Е. Хорев, В.А. Горельский. Осесимметричный откол в задачах широкодиапазонного взаимодействия твердых тел. ДАН. 1982. Т.256. № 3 .С.623-626.
2. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортвов Ударно-волновые явления в конденсированных средах.1999, М: Янус-К. 408 с.
3. 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.

АНАЛИЗ РАЗРУШЕНИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАЗНОПЛОТНЫХ ТЕЛ ПРИ УДАРЕ ПОД УГЛОМ В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

Горельский В.А.¹, Канель Г.И.², Фортвов В.Е.², Хорев И.Е.¹

¹ *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

² *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Численные исследования динамических упруго-пластических задач при наличии больших деформаций в трехмерной постановке представлены в научной литературе явно недостаточно. Как правило, в них не учитывается адекватным образом влияние разрушения, температурных эффектов, возможных в условиях ударно-волнового нагружения фазовых переходов. Имеющиеся к настоящему времени более реалистические модели для упругопластических материалов, в том числе с учетом пористости, фазовых и химических превращений [1], в сочетании с возросшими возможностями современных компьютеров дают возможность получить недоступные ранее по точности решения задач, связанных с ударно-волновым нагружением деформируемых твердых тел. В данной работе используется модель повреждаемой среды, характеризующаяся наличием микрополостей (пор, трещин) [2]. Общий объем среды W составляют неповрежденная часть среды, занимающая объем W_c и характеризующаяся плотностью ρ_c , и микрополости, занимающие объем W_f , в которых плотность полагается

равной нулю. Средняя плотность повреждаемой среды связана с введенными параметрами соотношением $\rho = \rho_c (W_c/W)$. Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом трещин $V_T = W_f / (W \cdot \rho)$. Система уравнений, описывающая нестационарные адиабатические (как при упругом, так и при пластическом деформировании) движения сжимаемой среды с учетом развития и накопления микроповреждений состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии, изменения удельного объема трещин. Моделирование разрушений проводится с помощью кинетической модели разрушения активного типа, определяющей рост микротрещин, непрерывно изменяющихся свойства материала и вызывающих релаксацию напряжений.

Рассматривается задача соударения цилиндрического ударника с преградой. Вектор скорости цилиндра до начала взаимодействия совпадает с его осью симметрии и образует с нормалью к преграде угол α . Проведены численные расчеты с начальными скоростями взаимодействия ударника и преграды в диапазоне от 1000 до 3500 м/с при угле встречи 30° . В качестве ударника был взят медный цилиндр диаметром 0,55 см и высотой 0,75 см, преграда - стальная пластина толщиной 0,4 см. Полученные численные результаты свидетельствуют о возрастающей степени передачи энергии от ударника к преграде с ростом скорости удара в исследованном диапазоне начальных условий. Особенности разрушения преграды и формирования в ней температурных полей иллюстрируют распределения изолиний удельного объема трещин, измеренные в см³/кг, удельной энергии сдвиговых деформаций в кДж/кг и температур T (К). Распределения изолиний удельного объема трещин и удельной энергии сдвиговой деформации соответствуют различным моментам времени после начала взаимодействия. В момент времени 4 мкс наиболее значительные повреждения в преграде наблюдаются на ее тыльной поверхности почти напротив точки касания цилиндра с преградой, обусловленные как ударно-волновым фактором, так и деформационным воздействием ударника. В этот же момент времени на лицевой поверхности преграды разрушения наблюдаются только позади ударника, так как разрушения в других областях подавляются внедряющимся ударником. В дальнейшем тыльный очаг увеличивается в размерах в направлении движения, а также достигает срединных слоев материала преграды. Лицевой очаг позади ударника также получает развитие, смещаясь против движения и увеличиваясь в размерах, а также соединяясь с тыльным очагом. Для скорости удара 1000 м/с разрушения в других областях преграды незначительны во всем исследованном временном интервале процесса. Влияние деформационного фактора на характер разрушения преграды иллюстрируют изолинии удельной энергии сдвиговой деформации. Наиболее заметные деформации возникают на лицевой поверхности преграды, распространяясь в дальнейшем под действием ударника по ходу движения и вглубь.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 03-01-00386).

1. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Сидоров В.Н. Численный анализ соударения разноплотных тел при ударе под углом // Известия РАН. МГТ. 1999, № 3, с.45-53.
2. Канель Г.И., Щербань В.В. Пластическая деформация и откольное разрушение железа "Армко" в ударной волне // ФГВ. 1980. Т.5. №4. С.93-103.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ВЗРЫВНЫХ КОМПАКТОВ

Лукьянов Я.Л., Пай В.В., Кузьмин Г.Е., Яковлев И.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

При взрывном компактировании металлических порошковых материалов поверхность частиц испытывает интенсивную пластическую деформацию. При этом прочность получаемого компакта связана с величиной обновленной поверхности компактируемых частиц. Эта величина при фиксированных значениях начальной пористости существенно зависит от формы и размера частиц и может быть измерена методами стереологии. Наряду со стереологическими данными, одной из важнейших характеристик степени консолидации частиц компакта является макроскопическая электрическая проводимость компактов [1].

Для исследования влияния формы и размера частиц порошка на структуру и свойства взрывных компактов в работе проводилось ударно-волновое нагружение порошков, обладающих сильно

отличающимися исходными удельными поверхностями. В экспериментах были использованы порошки меди с частицами сферической формы и с сильно развитой поверхностью. Также в работе проведены исследования электрической проводимости медных порошковых сред с частицами различных форм и размеров при их нагружении ударными волнами. Для измерения электрической проводимости компактов за фронтом ударной волны использовался невозмущающий электромагнитный метод, основанный на измерении времени затухания вихревых токов в образце. Проводились также механические испытания компактов. Структура компактов исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO-420.

Измерения удельной поверхности исходных порошков и компактов показали, что относительное изменение удельной поверхности при компактировании для всех порошков практически одинаково при одинаковой интенсивности ударных волн. Это свидетельствует о локальном подобии процесса деформации поверхностей частиц разной формы. При этом связь между частицами возникла в основном в местах локальных пластических течений, где скорость и величина деформации на порядок выше, чем в целом по образцу. Этим местам соответствуют тройные стыки и области вдоль границ частиц в направлениях, близких к направлению распространения ударной волны. Изучение фрактограмм и тонкой структуры образцов на сканирующем электронном микроскопе выявило качественные различия в структурных характеристиках компактов, таких как типы изломов и особенности расположения макроскопических включений, препятствующих образованию связи.

Проведенные исследования показали, что на структуру и свойства взрывных компактов существенным образом влияет изменение удельной поверхности частиц независимо от их начальной формы. Особенности структуры хорошо коррелируют как с результатами измерения макроскопической электрической проводимости компактов, так и с результатами механических испытаний. Установлено, что для получения прочного компакта при компактировании взрывом использование порошка с частицами дендритной формы более предпочтительно, чем порошка сферической формы, так как разветвленная форма поверхности частиц способствует созданию сдвиговых неустойчивостей в объеме, и увеличению количества ювенильных поверхностей при пластическом соскальзывании макроскопических объемов частиц по большеугловым границам деформационного происхождения.

1. С.Б. Злобин, В.В. Пай, И.В. Яковлев, Г.Е. Кузьмин. Взрывное компактирование алюминиевого порошка и исследование структуры компактов. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 105–109.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕЩЕСТВА НА СВОЙСТВА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Уткин А.В., Головнев И.Ф., Фомин В.М.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

Известно, что различные по своему химическому составу ВВ имеют различные теплоты взрыва. В связи с этим, значительный интерес представляет исследование влияния величины теплового эффекта химической реакции Q на физические параметры детонационной волны, а также определение общих закономерностей связанных с изменением Q в широком диапазоне значений. Конечно, этот вопрос может быть изучен экспериментально путем сравнения различных ВВ с известным тепловым эффектом. Однако, различные материалы отличаются не только тепловым эффектом, но и реакционной кинетикой, плотностью и другими параметрами, которые влияют на детонационные свойства. В то же самое время метод молекулярной динамики позволяет изменять экзотермичность реакции простым изменением формы потенциальной поверхности. Так как остальные свойства системы при этом остаются неизменными, это делает возможным однозначное определение связи между величиной теплового эффекта химической реакции и структурой детонационной волны, состоящей из ударного фронта и области химических реакций, задняя граница которой определяется точкой Чепмена-Жуге.

В качестве физической системы рассматривался трехмерный гипотетический молекулярный кристалл, внутримолекулярные потенциалы которого допускали протекание экзотермических реакций. Инициирование химической реакции осуществлялось при помощи импульса силы, действующего на левую грань кристалла в течение определенного временного интервала. Численный экспери-

мент проводился с кристаллом, помещенным в адиабатическую оболочку, ограничивающую разлет продуктов реакции в плоскости, перпендикулярной распространению волны. Этот вариант граничных условий интересен тем, что позволяет свести трехмерную задачу в данной постановке на микроуровне к одномерной задаче континуальной теории детонации. Детальное описание математической модели и потенциалов межатомного взаимодействия дано в [1].

В представленной работе, исследуется влияние теплового эффекта химической реакции на характер процессов происходящих в молекулярном кристалле (скорость распространения и структуру детонационной волны, время зарождения химической реакции и энергетические макрохарактеристики в возмущенной области). Также проводится сравнение результатов молекулярно-динамического моделирования с предсказаниями континуальной теории детонации, в частности проверка выполнения условия Чепмена-Жуге.

1. V.M. Fomin, I.F. Golovnev, and A.V. Utkin, Relation between the atomistic picture and continuum mechanics description of detonating solid-state explosives // Shock Waves. - 2003. V.13. N.2. - P. 155-165

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТИ И ХАРАКТЕРА РЕЛАКСАЦИИ В ПЛОТНЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Морозов И.В.¹, Смыслов А.А.^{2,1}

¹ Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

² Московский физико-технический институт

В работе по изучению неравновесной неидеальной плазмы [1] было обнаружено два этапа релаксации: динамический (зависящий от начальных условий) и экспоненциальный (не чувствительный к входным данным).

Целью настоящей работы является проверка общности этих результатов для плотных систем нейтральных частиц, а также изучение процесса установления максвелловского распределения по скоростям и построение иерархии характерных времен релаксации. Для расчетов был выбран потенциал Леннарда-Джонса. Приняв параметры взаимодействия, а также массу m частицы равными единице, мы переходим в т.н. леннард-джонсоновскую систему единиц, сокращая тем самым время расчетов. Использовались периодические граничные условия.

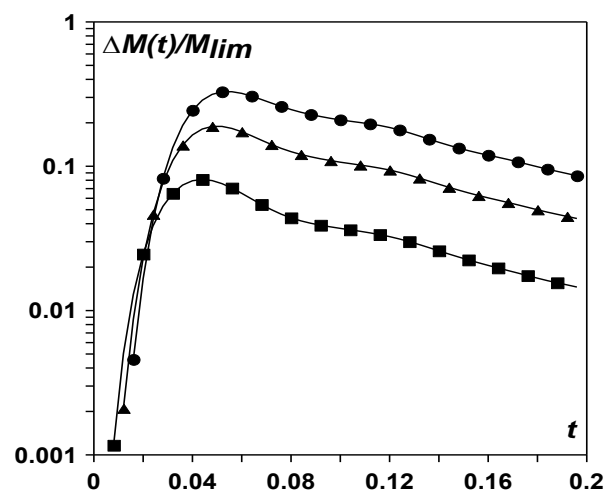


Рис. 1. Зависимость от времени разности рассчитанного значения момента и аналитического значения (1), нормированной на предельное значение аналитического момента для остановленных частиц. ■ – четвертый, ▲ – шестой, ● – восьмой моменты.

и по компонентам скорости, моменты распределения Максвелла.

Объектом изучения является пространственно однородная смесь жидкостей [2]. Плотность и температура равновесной смеси варьировались в диапазоне: $T = 0.7 - 2.0$, $\rho = 0.9 - 1.5$. Неравновесность начальных условий вводится различными способами: остановкой половины частиц, изменением температуры половины частиц, изменением направления скорости половины частиц на противоположное. В первом и втором случаях наблюдается релаксация кинетической энергии, т.е. процесс выравнивания температуры смеси. В последнем случае замена направления вектора скорости, не нарушая теплового равновесия, возмущает потенциальную энергию взаимодействия, таким образом, происходит перекачка кинетической энергии в потенциальную и обратно.

В процессе релаксации наблюдалось изменение во времени следующих параметров системы: кинетической энергии (или температуры), распределения частиц по абсолютным значениям

Как и в случае неидеальной плазмы, релаксация кинетической энергии обнаруживает два этапа уменьшения разности температур: неэкспоненциальный и экспоненциальный. Характерное время релаксации определяется по последнему участку.

Для изучения релаксации моментов распределения Максвелла сравнивались значения четного момента (4, 6, 8) как усредненной по частицам суммы соответствующих степеней скорости с аналитическим значением, рассчитанным по формуле:

$$M_{2N} = (T/m)^N (2N+1)!! \quad (1),$$

где m – масса частицы, T – температура ([3]). Было обнаружено, что все моменты имеют одинаковый экспоненциальный участок релаксации (см. Рис. 1). Если провести линию постоянного значения момента, то кривые для разных моментов пересекут ее в разных точках. Этим мы определяем иерархию времен в установлении равновесных значений моментов.

1. Морозов И.В., Норман Г.Э. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 2. С. 412.
2. Морозов И.В., Смыслов А.А. // Труды XLVII научной конференции МФТИ. 2004. Ч. IV. С. 91.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, ч.1. Москва. Физматлит. 2001.

О ТВЕРДОФАЗНОЙ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСЯХ НЕВЗРЫВЧАТЫХ КОМПОНЕНТОВ

*Долгобородов А.Ю.¹, Колбанев И.В.¹, Махов М.Н.¹, Стрелецкий А.Н.¹, Гоголя М.Ф.¹,
Фортвов В.Е.²*

¹ *Институт химической физики РАН, Москва*

² *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Поиски детонации в смесях твердых веществ, реагирующих с образованием твердых продуктов («твердофазная детонация») проводились в течение достаточно длительного времени (см., например, [1-3]), однако стационарный детонационный режим в подобных смесях до последнего времени получен не был.

Ранее были проведены пирометрические исследования химических реакций при ударно-волновом сжатии смесей типа металл-окислитель [4]. Среди исследованных смесей наибольшая скорость реакций наблюдалась в смесях на основе алюминия с окислителями. Ударно-волновое инициирование пористых смесей Al с серой, MoO₃ и (-C₂F₄)_n показало возможность детонационно-подобных режимов, затухающих по мере распространения в зарядах с диаметрами, доступными в лабораторных условиях. Для увеличения реакционной способности смесей были предприняты различные способы (введение активирующих добавок, изменение пористости и др.). Наибольший эффект был получен при использовании метода механохимической активации. В результате обработки исходных порошков металла и окислителя в вибрационной мельнице в специально-подобранных режимах был получен механоактивированный энергетический композит (МАЭК), состоящий из тонких субмикронных слоев металла в матрице из окислителя. Реакционная способность МАЭК значительно возрастает по сравнению с обычными смесями за счет существенного увеличения поверхности контакта при перемешивании компонентов на наноуровне.

Среди полученных МАЭК наиболее полно исследован композит алюминий-политетрафторэтилен (Teflon) (Al/Tf). В результате реакции $4Al + 3(-C_2F_4) = 4AlF_3 + 6C$ образуются твердые продукты – фторид алюминия и углерод. Для МАЭК Al/Tf нами впервые получен стационарный детонационный режим с постоянной скоростью распространения.

Для проведения экспериментов использовалась отработанная ранее постановка с инициированием детонации зарядом смеси перхлорат аммония/плексиглас 95/5 весом 10 г с расчетным давлением детонации около 1 ГПа. Опыты проводились в толстостенных стальных оболочках, с внутренним диаметром 29 мм. Скорость детонации измерялась электроконтактными датчиками или с помощью регистрации свечения продуктов реакции с помощью световодов. В конце заряда помещались пластины-свидетели, в которых с помощью пьезопленочных ПВДФ-датчиков измерялось давление. Для проверки влияния кислорода воздуха дополнительно проводились опыты при заполнении заряда гелием, показавшие несущественное влияние газовой компоненты на процесс детонации.

Максимальный тепловой эффект в смеси Al/Tf достигается при весовом соотношении компонентов 26,5/73,5. С приближением к этому соотношению скорость детонации увеличивается, а длина

участка выхода на стационар уменьшается. При близкой исходной плотности для смесей Al/Tf 45/55, 35/65, 30/70, 25/75, 20/80 и 15/85 скорость в стационарной области составляла 800, 1050, 1110, 1280, 1100 и 750 м/с соответственно. Эти величины значительно превышают скорость звука в исходных смесях, измеренную с помощью ультразвукового метода (менее 100 м/с). Вопрос о детальном механизме распространения детонации в смесях металл-окислитель пока остается открытым и требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке комплексной программы РАН «Теплофизика и механика мощных энергетических воздействий» и РФФИ (грант №03-03-32413-а).

1. Беляев А.Ф., Налбандян А.Б. К вопросу о взрывчатых свойствах безгазовых систем // ДАН. 1945. **46**, 3, с.113-116.
2. Ениколопян Н.С. Детонация – твердофазная химическая реакция // ДАН, 1988, **302**, 3, с.630-634.
3. Гордополов Ю.А., Трофимов В.С., Мержанов А.Г. О возможности безгазовой детонации конденсированных систем // ДАН. 1995, **341**, 3, с.327-329.
4. Гоголя М.Ф., Воскобойников И.М., Долгобородов А.Ю. и др. Взаимодействие серы с металлами при ударном нагружении. // Химическая физика. 1991. **10**, 3, с.420-422.

АЛЮМИНИЗИРОВАННЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА

*Гоголя М.Ф.¹, Махов М.Н.¹, Долгобородов А.Ю.¹, Бражников М.А.¹, Лейпунский И.О.²,
Жигач А.Н.², Кусков М.Л.², Ларичев М.Н.²*

¹ *Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва*

² *Институт энергетических проблем химической физики РАН, Москва*

В последние годы большой интерес вызывают исследования, связанные с разработкой технологии получения и изучением свойств наноразмерных энергетических материалов. Для бинарных композиций, типа ВВ + наноалюминий, серьезной технологической проблемой является создание однородного материала с равномерно распределенными частицами Al. В настоящей работе представлены результаты исследований по получению композиционных материалов на основе НМХ с наполнителем из наноалюминия, а также приведены некоторые взрывчатые характеристики таких систем.

Использовались следующие порошки Al, полученные методом Гена-Миллера: Al(1-1S) [94нм, 86%] и Al(1-2S) [38 нм, 77%] - порошки, частицы которых окислены на воздухе; Al(1-Ох) [123 нм, 83%] и Al(2-Ох) [65 нм, 70%] - порошки, частицы которых обработаны сухим кислородом; Al(1-6S) [140-170 нм, 86%] и Al(2-6S) [86 нм, 82%] - порошки с частицами, покрытыми триметилсилоксаном. В квадратных скобках приведен средний размер частиц и содержание чистого металла в порошке.

Наноконпозиты приготавливались методом распылительной сушки суспензии октогена, содержащей наночастицы Al. Фотографии частиц композита в характеристическом излучении Al показывают достаточно равномерное распределение наноалюминия. Композиты представляли собой темно-серый порошок (различных оттенков в зависимости от используемого наноалюминия) с насыпной плотностью около 0,1...0,25 г/см³. Таким же способом были получены порошки октогена (НМХ-У) со среднемассовым размером частиц 1,38 мкм.

В работе измерялись: скорость детонации, профиль давления и температуры, а также теплота взрыва (ТВ). Исследование носило сравнительный характер, в ходе которого изучались высокоплотные образцы, полученные холодным односторонним прессованием, как порошков наноконпозитов, так и механических смесей промышленного НМХ-В (размер частиц 10 ÷ 20 мкм) с наноалюминием.

Полученные значения скоростей детонации были приведены к одной плотности заряда 1,76 г/см³. Скорости механических смесей НМХ-В с Al одного типа (но разных размеров) оказались практически одинаковыми. В то же время, скорости для композитов, содержащих различный наноалюминий, отличались почти на 200 м/с. Было установлено, что скорость детонации, измеренная для НМХ-У, почти на 100 м/с превышала значение для НМХ-В.

Для смесей и композитов на основе октогена (за исключением композита с Al(2-6S)) была получена «двухпиковая» структура профиля давления. Падение давления между пиками менее выражено для механических смесей с более мелким Al (как по времени, так и по глубине). Для одного типа Al приведенные значения давлений вторых пиков практически одинаковы у композита и механиче-

ской смеси, но достигаются за различные времена. Вместе с тем, второй пик выше для композита с более мелким Al.

Профили температур были получены при регистрации излучения с контактной границы ПД/LiF в отраженной волне сжатия. Нарастание температуры носит «ступенчатый» характер. Наиболее гладкий профиль температуры получен для наиболее однородного композита НМХ/Al(2-6S), что соответствует более гладкому профилю давления. Все значения температур выше, чем для продуктов детонации чистого октогена при плотности $1,80 \text{ г/см}^3$.

Несмотря на высокую степень однородности нанокомпозитов, значения ТВ нанокомпозитов и механических смесей с наноразмерным Al одного типа практически совпадают. При этом не наблюдается и резких различий ТВ композитов с наноалюминием и механических смесей, содержащих Al с размерами частиц 3,6 и 15 мкм. В отличие от Al микронного размера, наноразмерный Al содержит заметное количество окисной пленки. Поскольку при взрыве композиций с наноразмерным Al металл добавки испытывает практически полное окисление, то ТВ таких композиций зависит главным образом от содержания чистого металла в порошке Al.

Можно предположить, что различия в структуре заряда, степени его однородности (при одинаковом компонентном составе) проявляются на начальной стадии развития взрывного процесса и влияют на скорости распространения детонации и параметры фронта. В тоже время они не оказывают заметного влияния на энергетические характеристики составов.

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ИНДИВИДУАЛЬНЫХ И СМЕСЕВЫХ ПРЕССОВАННЫХ ВВ

Колесников С.А., Уткин А.В., Ананьин А.В.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

Кинетические закономерности разложения прессованных ВВ при детонации определяются гетерогенной структурой зарядов. При заданной кинетике изменение дисперсности, условий прессования и других факторов, приводящих к изменению концентрации и распределению по размерам потенциальных очагов реакции, может вызвать резкое изменение макрокинетики и привести к качественным изменениям структуры зоны реакции. Этот факт достаточно очевиден, если принять во внимание, что детонационные процессы теоретически обычно рассматриваются в рамках гомогенной среды, и экспериментально также регистрируются усредненные параметры, поскольку в противном случае вообще невозможно воспроизведение результатов. При таком подходе ширина фронта ударной волны конечна и определяется теми же неоднородностями, что и горячие точки, т.е. процессы во фронте задают начальную скорость реакции и количество ВВ, прореагировавшего в этих очагах непосредственно при сжатии. Классическая теория детонации исключает разложение ВВ во фронте, и, тем не менее, часто пригодна для качественного описания детонация гетерогенных ВВ. Однако реальная структура волны может быть значительно сложнее: известно, например, что в некоторых ВВ вместо химпика регистрируется рост давления в зоне реакции. С целью регистрации подобных неукладывающихся в рамки классической модели особенностей и установления их связи со структурой заряда в данной работе проведены эксперименты по регистрации лазерным доплеровским интерферометром VISAR структуры стационарных детонационных волн в индивидуальных ВВ (TNETV - 2', 2', 2'-тринитроэтил-4,4,4-тринитробутират) и смесях ТГ/ BN_r и гексоген/графит.

Интерес к смесям ТГ/25/75 + 25% графитоподобного нитрида бора BN_r и гексоген + 16.5% графита обусловлен необычным профилем массовой скорости, зарегистрированным ранее электромагнитной методикой [1,2]: примерно через 0.2 мкс после ударного скачка наблюдался резкий спад скорости, что связывалось с полиморфным превращением добавки в зоне реакции. Для более детального исследования этого явления в данных смесях проведены опыты с использованием лазерного интерферометра VISAR. В результате измерений определены времена реакции (150-200 нс) и показано, что массовая скорость в химпике может вдвое превышать скорость Чепмена-Жуге. При этом никаких особенностей на профилях скорости не наблюдалось. Одной из причин этого может быть использование в электромагнитном методе датчиков из тонких алюминиевых фольг (20 мкм) [1,2], которые деформировались и разрушались в потоке продуктов взрыва, что и приводило к кажущемуся резкому падению массовой скорости.

Принципиально иное распределение параметров в зоне реакции наблюдается в TNETB, где существует интервал начальных плотностей ($1.56-1.77 \text{ г/см}^3$, при максимально возможной для TNETB плотности 1.84 г/см^3), внутри которого химпик отсутствует, и за ударным скачком вместо спада наблюдается рост массовой скорости. За пределами этого интервала наблюдается классический детонационный режим с химпиком. Возможность существования стационарной детонационной волны без химпика может быть объяснена разложением ВВ непосредственно во фронте ударной волны. Одним из следствий такого подхода является возможность распространения при определенных условиях стационарной недосжатой детонационной волны, что принципиально не укладывается в рамки классической модели детонации Зельдовича. Поэтому одновременно с регистрацией волновых профилей в TNETB методикой электроконтактных датчиков осуществлялось измерение зависимости скорости детонации от начальной плотности образца. В интервале критических плотностей на этой зависимости обнаружены особенности, свидетельствующие в пользу реализации в данных условиях стационарного недосжатого детонационного режима.

1. Пятернев С.В., Першин С.В., Дремин А.Н., Ананьин А.В. ФГВ. 1986. Т.22, №3, С. 136- 137.
2. Włodarczyk E., Trebinski R., Trzcinski W., Witkowski W. In: Proceedings Ninth Symposium (Int.) on Detonation. Portland, Oregon, 1989, P. 766-772.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА “DEEP IMPACT”

*Ким В.В., Ломоносов И.В., Султанов В.Г., Шутов А.В., Фортвов В.Е.
Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка*

4 июля 2005 был проведен космический эксперимент “Deep Impact”, в ходе которого впервые наблюдался процесс высокоскоростного столкновения металлического ударника с ядром кометы.

В докладе обсуждаются предварительные результаты столкновения и численного моделирования процесса, связанные с образованием и эволюцией испаренного при ударе вещества, кратерообразованием и другими сопутствующими процессами.

ВЛИЯНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НА ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СМЕСИ КВАРЦА С АЛЮМИНИЕМ

Добромыслов А.В.¹, Козлов А.В.², Талуц Н.И.¹, Жугин Ю.Н.², Гундырев В.М.¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

² РФЯЦ Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, Снежинск

При нагружении образцов сферически сходящимися ударными волнами давления и температуры на фронте ударной волны с увеличением глубины залегания слоя в шаре непрерывно растут, достигая в центральной части давлений мегабарного диапазона и температур в несколько тысяч градусов. Такая специфика этого метода нагружения позволяет моделировать условия, в которых вещество находится в различных слоях Земли. Послойное изучение свойств, фазового состава, структуры, морфологии и деформационного поведения различных материалов после таких ударных воздействий позволит получить новые данные, важные для понимания внутреннего строения Земли. К числу основных составляющих земной мантии принадлежат кварц и алюминий. Задачей данного исследования было изучение фазового и структурного состояния смеси порошков кварца и алюминия в соотношении 1:1, подвергнутой нагружению сферически сходящимися ударными волнами.

Из предварительно спрессованной до $\rho_0=2,67 \text{ г/см}^3$ цилиндрической заготовки был приготовлен шар диаметром 48,85 мм, который заваривался в специальную оболочку из нержавеющей стали 12X18H10T с внешним диаметром 64 мм. Нагружение осуществлялось сходящейся детонационной волной сферического слоя взрывчатого вещества толщиной 8 мм. Давление на внешней поверхности оболочки составляло 48 ГПа, а длительность импульса нагрузки 3 мкс. Послойный анализ структуры и фазового состава образца был осуществлен с использованием рентгеноструктурного анализа, опти-

ческой и сканирующей электронной микроскопии. Рентгеноструктурный анализ проводили на дифрактометре ДРОН-3 и на микропучковой камере с диаметром рентгеновского пучка 0,1 мм.

Образец, сохраненный после нагружения, является монолитным и имеет форму толстостенной сферической оболочки с внешним диаметром $\sim 48,7$ мм. В центре первоначально сплошного компакта появилась полость со средним диаметром $\sim 6,3$ мм. Внутри этой полости был обнаружен шарик, диаметр которого немного меньше, чем диаметр полости. На меридиональном сечении образца вокруг полости визуально наблюдается присутствие 5 концентрических зон, отличающихся друг от друга контрастом. Присутствие в образце нескольких различных зон характеризует особенности протекания процессов в смеси порошков кварца и алюминия в различных диапазонах давлений. На основе расчета профилей давления $P(R, t)$ были сделаны оценки изменения давления в исследуемом образце на сходящейся и отраженной от центра расходящейся ударных волн в зависимости от положения лагранжевых частиц по радиусу. Данные о фазовом составе различных зон были сопоставлены с давлениями, которые реализуется на границах этих зон при прохождении сходящейся и расходящейся ударных волн.

Было установлено, что протекание твердофазных химических реакций начинается только после достижения определенного критического давления. До давлений ~ 45 ГПа в порошковой смеси протекают процессы, приводящие только к деформации порошков алюминия и кварца и дополнительному компактированию материала. При этом наблюдается существенное различие в деформационном поведении алюминия и кварца в процессе ударного воздействия. В то время как порошок алюминия деформируется без существенного уменьшения размеров исходного зерна, размер исходного зерна кварца в результате деформации существенно уменьшается, вплоть до рентгеноаморфного состояния. После достижения 45 ГПа начинается твердофазная реакция разложения SiO_2 , приводящая к выделению чистого кремния. Начало выделения кремния и протекание химической реакции образования Al_2O_3 разделены в масштабе давлений. Критическое давление, необходимое для протекания твердофазной химической реакции образования Al_2O_3 , составляет ~ 50 ГПа. Появление зоны 5 (зона, прилегающая к полости), состоящей из Al_2O_3 , и зоны 6 (шарик, образовавшийся внутри полости), состоящей из сплава Al–52,8 ат.% Si, является следствием расслоения расплава алюминия, кремния и Al_2O_3 и их последующей раздельной кристаллизации. Полученные данные о фазовом составе и структуре смеси кварца с алюминием для разных давлений позволяют уточнить строение различных слоев земной мантии в зависимости от глубины их залегания.

Работа выполнена по проекту в рамках комплексной программы Президиума РАН на 2005 г. «Физика сжатого вещества планет».

ВЛИЯНИЕ СФЕРИЧЕСКИ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРУ СПЛАВА Al–2,4 % Mg–5,5 % Zn

Добромыслов А.В.¹, Талуц Н.И.¹, Козлов А.В.², Укусников А.Н.¹

¹ *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*

² *РФЯЦ Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, Снежинск*

Стареющие сплавы на основе алюминия являются прекрасными модельными объектами для изучения деформационного поведения металлов и сплавов с ГЦК структурой в условиях ударного нагружения, особенно в случае применения сферически сходящихся ударных волн. Это обусловлено тем, что присутствующие в этих сплавах выделения могут быть использованы в роли специфических реперов для установления особенностей высокоскоростной пластической деформации и оценки температур, при которой она протекает.

Для исследования был изготовлен шар диаметром 55,95 мм из алюминия высокой чистоты, в который в трех взаимно перпендикулярных радиальных направлениях были вмонтированы цилиндрические вставки диаметром 10 мм и длиной 20 мм из 6 различных стареющих алюминиевых сплавов. Полученная конструкция была помещена в оболочку толщиной 4 мм из того же алюминия, из которого был сделан основной шар, и подвергнута ударному нагружению с помощью сферически сходящихся детонационных волн. Начальное давление на поверхности оболочки составляло ~ 50 ГПа. После нагружения шар был разрезан по меридиональному сечению, проходящему через оси 4 цилиндрических вставок. Изучение образцов проводили методами рентгеноструктурного анализа,

оптической металлографии, просвечивающей электронной микроскопии и измерением микротвердости вдоль радиуса.

В данной работе представлены результаты изучения структуры и деформационного поведения вставки из сплава Al–2,4 вес.% Mg–5,5 вес.% Zn, предварительно подвергнутого термической обработке (закалка 460°C, 1 ч + отпуск 200°C, 1 ч). После такой обработки сплав в основном состоит из α -фазы и промежуточной η' -фазы, частицы которой частично когерентно связаны с матрицей.

После ударного нагружения в центре первоначально сплошного шара появилась полость. Вокруг полости визуально наблюдается присутствие 3 зон, отличающихся друг от друга контрастом: наружной зоны (зоны 1), зоны расплава (зоны 2) и зоны испарения (зоны 3). В сплаве Al–2,4 % Mg–5,5 % Zn толщина зоны 1 равна ~ 14 мм; толщина зоны 2 — ~ 5,3 мм и зоны 3 — ~ 3,5 мм. В зоне контакта цилиндрической поверхности вставки с алюминием наблюдается волнообразное течение материала. Средний диаметр вставки после нагружения равен ~ 11,2 мм. Во всех зонах обнаружено появление трещин, распространяющихся по границам зерен. Присутствие хрупких трещин в зонах 2 и 3 свидетельствует о протекании в образце вторичных волновых процессов после кристаллизации материала.

Установлено, что при удалении от поверхности шара уменьшение размера зерна наблюдается в слоях, расположенных на глубине ≥ 7 мм. В более глубоких слоях появляются полосы локализованной деформации по границам зерен и области с очень мелким зерном. Внутри некоторых полос локализованной деформации обнаружено присутствие трещин. В зоне 1 микротвердость сплава по сравнению с исходным состоянием увеличивается ~ на 7%. При переходе в область расплава наблюдается резкое уменьшение микротвердости, однако ее значения все еще остаются более высокими по сравнению с микротвердостью деформированного алюминия основного шара.

При электронно-микроскопическом исследовании обнаруживается сильное изменение дислокационной структуры в зависимости от глубины залегания слоя. В приповерхностных слоях образца наблюдается высокая плотность дислокаций, распределенных хаотически, а при удалении от поверхности нагружения в структуре появляются дислокации, вытянутые в кристаллографических направлениях. В слое, находящемся на глубине 10 мм, обнаружены дефекты, внешне похожие на дефекты упаковки. Большое количество плоских скоплений дислокаций появляется в структуре слоев, прилегающих к границе расплава. В средних и глубоких слоях присутствуют также рекристаллизованные зерна. Установлено, что наряду с внутризеренным скольжением высокоскоростная деформация этого сплава осуществляется зернограничным скольжением. Показано, что наблюдаемые изменения в деформационной структуре сплава Al–2,4 % Mg–5,5 % Zn связаны с изменением давления и температуры в процессе нагружения.

Работа выполнена по проекту в рамках комплексной программы Президиума РАН на 2005 г. “Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий”.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНДЕНСАЦИИ УГЛЕРОДА ПРИ ДЕТОНАЦИИ ТРОТИЛА

Зубков П.И.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

Предлагаемая электродинамическая модель конденсации углерода при детонации тротила основана на следующем:

1. Углерод выходит из зоны химической реакции в виде отдельных атомов и частиц конденсированной фазы. Основная масса углерода конденсируется из атомного состояния в зоне конденсации, расположенной за плоскостью Чепмена-Жуге;

2. В зоне конденсации мы полагаем электронный механизм проводимости. Электроны возникают в результате термической ионизации в основном свободных атомов углерода. Ионизация подержана высокими детонационными давлениями и плотностями;

3. Электрон в зоне конденсации при детонации тротила существенно квантовый объект для молекул продуктов детонации и квазиклассический для частиц конденсированной фазы. В результате в основном его рассеяние и поглощение происходит на частицах конденсированного углерода, чем определяется величина и поведение электропроводности в зоне конденсации;

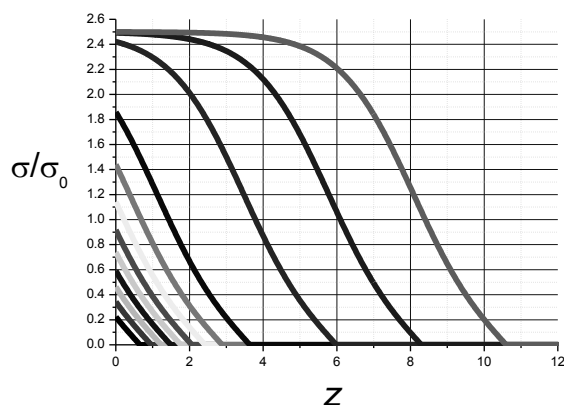
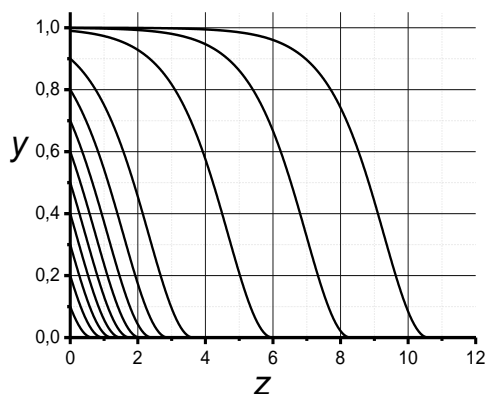
4. Электроны, поглощенные частицами конденсированной фазы, локализируются в частицах. Частицы оказываются отрицательно заряженными и создают вокруг себя не экранированное электрическое поле. Возникает ионный (C^+) ток на частицу. Частица, присоединившая, ион углерода, нейтрализуется. Таким образом, по нашим представлениям, происходит рост частиц конденсированного углерода. Процесс заканчивается при конденсации всех атомов свободного углерода. Мы полагаем, что явления электропроводности и конденсации углерода при детонации тротила неразрывно связаны и являются разными сторонами одного процесса.

В предположении локального термодинамического равновесия, постоянства среднего размера конденсированных частиц и их сферической формы получено безразмерное уравнение конденсации $\frac{dy}{dz} = -y^{1/2}(1-y)$, где y – безразмерная концентрации атомов углерода, а z – безразмерная координата от плоскости Чепмена-Жуге.

На рисунках приведены решения уравнения конденсации и поведение электропроводности в зоне конденсации в зависимости от различных начальных условий. Из графиков следует лавинообразная конденсация и строго конечная ширина её зоны.

Предложенный механизм предсказывает: лавинообразную конденсацию углерода, строго конечные и равные ширины зон конденсации и электропроводности, неразрывную связь явлений конденсации и электропроводности, конденсацию в разлетающихся продуктах детонации и объясняет парадокс тротила – УДА (ультрадисперсные алмазы) при детонации ТГ 50/50 образуются в основном из углерода тротила.

Возможно, предложенный механизм имеет место при конденсации металлов в ударносжатых стеаратах и азидах.



Строго конечная зона электропроводности экспериментально обнаружена в тротиле, октогене и ударно сжатых стеариновой кислоте и стеарата серебра, что косвенно свидетельствует в пользу предложенного механизма.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 04-02-17548.

ВЗРЫВООПАСНОСТЬ СМЕСЕЙ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ С ВОЗДУХОМ

Петухов В.А., Набоко И.М.

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

Существенную опасность для различных промышленных и бытовых объектов представляют смеси горючих газов с воздухом, образующиеся при истечении этих газов в большие замкнутые объёмы. Стационарная детонация в таких условиях может возникать от источников инициирования значительной энергии. Однако, наличие источников малых энергий может приводить к возникновению взрывов с большим разрушительным эффектом, который превосходит детонационный. Это происходит при усилении околоакустических возмущений, распространяющихся в реакционно-способной среде. В замкнутых объёмах происходит их взаимодействие и кумуляция, при которых они усиливаются. Развитие первичного фронта пламени значительно ускоряет этот процесс.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИСКУССТВЕННОМ АЭРОЗОЛЬНОМ ОБЛАКЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ САЖИ

Андриевская В.Ю.

Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт», Нальчик

Проблемы разработки способов активных воздействий на облака и контроля загрязнений атмосферы связаны с исследованиями аэрозольных образований естественного и искусственного происхождения радиолокационными методами. Для этого необходима информация о распространении электромагнитного излучения в аэрозольных облаках.

Данная работа посвящена расчетам индикатрис рассеяния оптического излучения искусственным облаком, состоящем из частиц сажи в инфракрасном диапазоне длин волн.

Эксперименты по исследованию характеристик аэрозольного облака, полученного с помощью взрыва, и состоящего из мелкодисперсных частиц сажи описаны в [1]. Отбор проб аэрозоля из облака показал, что оно содержит частицы как сферической формы, так и имеющих неправильную форму, с размерами от 0,01 мкм до 25 мкм. Согласно экспериментальным данным, полученным обработкой спектров частиц, были найдены следующие средние значения параметров логнормального распределения частиц: $\ln \tau_0 = 0,296$ и $\ln \sigma_0 = 0,854$, что соответствует значению $\tau_0 = 1,345$ мкм и $\sigma_0 = 2,349$. На основании теоретических расчетов и экспериментальных данных были получены значения факторов и коэффициентов рассеяния частицами сажи [2]. Расчеты для частиц сферической формы проводились по составленной нами программе. Некоторые результаты выполненных расчетов рассеяния оптического излучения аэрозольными частицами сажи для различных радиусов и длин волн, иллюстрируются на рисунках 1 и 2. Как видно из рисунков частицы с размерами много меньше длин волн, со значением дифракционного параметра $\rho = 2\pi r/\lambda \ll 1$, где r - радиус частицы, λ - длина волны, имеют релеевскую индикатрису рассеяния. Она симметрична и рассеяна в направлении вперед и назад одинаково (Рис.1). Релеевская индикатриса имеет вид

$$f(\nu) = \frac{1}{16\pi} (1 + \cos^2 \nu) \quad (1)$$

где ν - угол рассеяния. Расчеты показали, что в релеевской области рассеяния индикатриса рассеяния не поляризованного излучения отдельной частицы рассчитывается по формуле Ми [3]. По мере увеличения размера частицы и при больших значениях m начинается перераспределение рассеянной энергии. Частица начинает рассеивать больше в заданную полусферу, чем в переднюю (Рис. 2). В этом случае основную роль играют амплитуды парциальной волны электрического и магнитного диполя. После рассеянного излучения представляет собой суперпозицию полей этих диполей. С увеличением размера частиц $\rho > 1$ постепенно увеличивается рассеяние в переднюю полусферу. Начинает проявляться эффект Ми - индикатриса вытягиваться вперед. Это связано с тем, что в пределе, с увеличением размера частицы должен быть удовлетворен принцип прямолинейного распространения света. В общем случае эти оба эффекта могут конкурировать между собой.

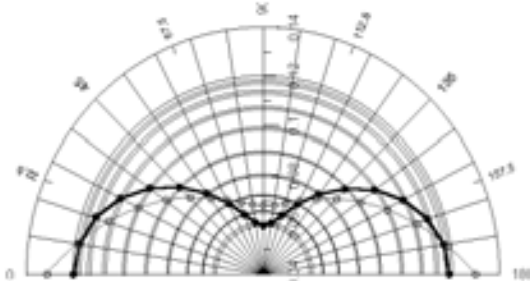


Рис 1. При $\lambda = 3$ мкм, $r = 0,05$ мкм

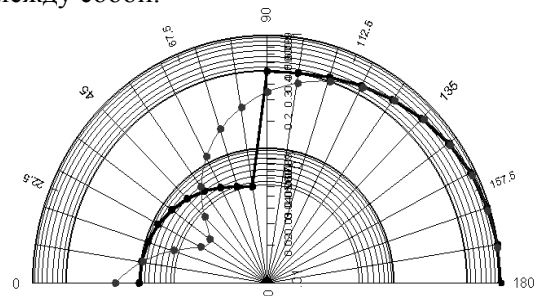


Рис 2. При $\lambda = 3$ мкм, $r = 1,00$ мкм

На основании полученных результатов делаются выводы о возможных направлениях использования искусственных образований в хозяйственной деятельности [3].

1. Аджиев А.Х., Андриевская В.Ю. Оценка влияния метеопараметров на время существования искусственного аэрозольного облака, созданного с помощью взрыва. Физика экстремальных состояний вещества. Черноголовка, 2005 г.

2. Автореферат диссертации Андриевской В.Ю. Исследование распространения электромагнитного излучения в искусственных атмосферных неоднородностях. Нальчик, 2004 г.
3. Шифрин К.С., Черняк М.М. Индикатрисы рассеяния сантиметровой радиации каплями воды. Тр. ГГО, вып. 203. Л.: Гидрометеиздат, 1967.

ПОВЕДЕНИЕ ДИОКСИДА УРАНА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ

Губин С.А., Маклашова И.В.

Московский инженерно-физический институт

В ядерной энергетике диоксид урана широко применяется в качестве ядерного топлива. Этот материал обладает хорошей радиационной стойкостью, имеет самую низкую из всех соединений урана теплопроводность и высокую температуру плавления 3123 К. При обычных температурах UO_2 имеет нормальную флюоритовую структуру, атомы кислорода находятся в тетраэдрических позициях.

Для прогноза теплофизических свойств диоксида урана необходимо разработать уравнение состояния (УРС), например, в виде изохорно-изотермического потенциала, которое позволит выразить через частные производные от термодинамических потенциалов все термодинамические свойства вещества. УРС диоксида урана находилось в форме уравнения Ми-Грюнайзена в квазигармоническом приближении [1]. Предполагалось, что коэффициент Грюнайзена зависит только от объема. Исходными данными для нахождения УРС являлись характеристики вещества при стандартных условиях. Коэффициенты в этом уравнении состояния подбирались так чтобы наилучшим образом описать известные теплофизические и термодинамические свойства диоксида урана. Основным затруднением оказалось воспроизведение аномального, ускоренного роста теплоемкости вещества при высоких температурах.

Для описания этого явления предполагалось, что заметный вклад в ускоренный рост теплоемкости при высоких температурах вносят термически возбужденные электроны проводимости и образование равновесных вакансий Френкеля и Шотки. Вклад энергии электронов и равновесных вакансий в суммарный потенциал твердого тела становится заметным при высоких температурах как раз там, где наблюдается ускоренный рост теплоемкости диоксида урана. Суммарный изохорно-изотермический потенциал твердого тела должен содержать свободную энергию электронной подсистемы и энергию образования дефектов в виде дополнительных слагаемых. Поправка на электронный газ сводилась к тому, что все выражения для энергетических потенциалов дополнялись электронным слагаемым. Добавочная энергия дефектов (величина пропорциональная их количеству) рассчитывалась с использованием зависимости концентрации вакансий и интерстенций в единице объема вещества в зависимости от не только от температуры, но и от давления, основываясь на энергии образования дефекта (значения его энтальпии и энтропии). Было получено полное совпадение результатов расчёта изобарной теплоемкости и объемного коэффициента расширения при атмосферном давлении с экспериментальными данными в широком диапазоне изменения температуры вплоть до температуры плавления.

Расчетная линия ударной адиабаты твердого диоксида урана хорошо согласуется имеющимися экспериментальными данными давлений 20 – 25 ГПа. При давлении выше 51 ГПа экспериментальные данные совпадают с ударной адиабатой жидкого диоксида урана, т.е. в процессе ударно-волнового сжатия твердый диоксид урана претерпел плавление и превратился в жидкую фазу. Последнее время возрос интерес к исследованиям полиморфного превращения диоксида урана при высоких давлениях [2, 3]. В [3] для объяснения этого расхождения предполагалось образование «новой» фазы диоксида урана. При получении УРС и моделировании свойства диоксида урана в области высоких давлений и температур, для подтверждения существования «новой» фазы высокого давления с орторомбической структурой необходимо обязательно учитывать существующие такие физические явления как образование дефектов структуры кристалла (равновесных вакансий Френкеля и Шотки), количество которых возрастает с увеличением температуры и давления. В противном случае есть вероятность неправильно трактовать несогласованность экспериментальных и расчетных данных и оценка параметров возможного полиморфного перехода диоксида урана при ударно-волновом сжатии будет затруднена.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору В.Б. Малыгину за помощь и советы при выполнении данной работы.

Работа выполнена при поддержке фонда CRDF в НОЦ- 011 и РФФИ, грант 03-03-32413.

1. Молодец А.М. // ФГВ. 1995. Т. 31. №5. С. 132-133.
2. M. Idiri, T. Le Bihan, S. Heathman, and J. Rebizant // Phys. Rev. B 70, 014113 (2004).
3. Молодец А.М., Фортон В.Е. // Письма в ЖЭТФ, том. 80, вып. 3, с. 196-199.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

Краус Е.И., Фомин Е.И., Шабалин Е.И.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

Термодинамические функции, реалистически описывающие характеристики веществ для представления различных участков фазовой диаграммы, являются фундаментальными характеристиками среды. Потребность в подобных функциях всегда была актуальной и постоянно возрастает. Современные широкодиапазонные уравнения состояния, построенные для описания поведения материалов в широком диапазоне параметров, не смотря на все свои преимущества, содержат десятки свободных параметров и экспериментально найденных констант [1,2] и др. Последние определяются по данным ударно-волновых экспериментов, измерениям изоэнтроп разгрузки пористых образцов и другой экспериментальной термодинамической информации.

В данной работе предлагаются модельные уравнения состояния для термодинамических функций кристаллического и жидкого состояний требующие минимальное количество констант, необходимых для построения решения в широкой области давлений и температур.

Уравнения состояния для тел, находящихся в твердой фазе

$$F(V, T) = E_x(V) + c_{v,l} T \ln(\Theta(V)/T) - c_{v,e} (V/V_0)^{2/3} T^2 / 2,$$

где P_x и E_x - давление и удельная внутренняя энергия на нулевой изотерме, T - температура, $c_v = c_{v,l} + c_{v,e}$ - теплоемкость при постоянном объеме, $\Theta(V)$ - температура Дебая при нормальных условиях.

Представленные модельные уравнения состояния основаны на зависимости коэффициента Грюнайна γ от объема и температуры по [3,4] и др.:

$$\gamma(V) = 2/3 - 2/(1 - aV_0/V), \quad a = 1 + 2/(\gamma_s - 2\beta) + 2P_{t,0}/K_s,$$

где $\gamma_s = \beta K_s V_0 / c_v$, K_s - адиабатический модуль объемного сжатия, β - коэффициент теплового расширения, $P_{t,0}$ - тепловая часть давления при нормальных условиях.

Для нахождения упругих (холодных) кривых применена обобщенная модель описания коэффициента Грюнайна $\gamma(V)$.

$$\gamma(V) = -\left(\frac{2-t}{3}\right) - \frac{V}{2} \left[\frac{d^2(P_x V^{2t/3})/dV^2}{d(P_x V^{2t/3})/dV} \right]$$

при $t=0$ уравнение отвечает теории Ландау и Слэйтера, при $t=1$ соответствует Дуглейлу и Макдональду, а при $t=2$ теории свободного объема.

Тепловые составляющие уравнения состояния взяты в приближении Дебая. В уравнениях состояния учтены давление и энергия электронного газа, так как повышение температуры до нескольких тысяч градусов приводит к возбуждению электронов. При выводе уравнений для тел, находящихся в жидком состоянии, принято во внимание различие в упругих (холодных) составляющих энергии и давления. В термодинамические функции жидкости введена конфигурационная энтропия, характеризующая меру ее разупорядоченности и приводящая к конечным значениям энтропии при формальном достижении нулевых температур. Построена кривая плавления, как граница между фазами с соответствующими уравнениями состояния.

1. Альтшулер Л.Б., Бушман А.В., Жерноклетов М.В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнения состояния металлов при высоких плотностях// ЖЭТФ, 1980, Т.78, №2, С. 741-760.
2. Бушман А.В., Фортов В.Е. Модели уравнений состояния веществ// УФН, 1983, Т.140, №2, С. 177-232.
3. Молодец А.М. Изохорно-изотермический потенциал алмаза. ФГВ, 1998, Т.34, №4, С. 94-100.
4. Молодец А.М. Уравнения состояния твердых химических элементов// Докл. РАН, 1997, Т.353, №5, С. 610-612.

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СХЛОПЫВАНИЯ ПОР В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ ПРИ ИЗОХОРИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ

Ефремов В.П.¹, Демидов Б.А.², Мещеряков А.Н.¹, Потапенко А.И.¹
¹ *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*
² *РНИЦ «Курчатовский институт», Москва*

Изучение свойств пористых сред при высоких плотностях энергии представляет интерес, как для фундаментальной науки, так и в приложениях (энергетика, космические аппараты и т.д.). Существенной особенностью пористых сред является необратимый фазовый переход, сопровождающий закрытие пор в веществе. При изохорическом нагреве пористого вещества такое схлопывание сопровождается микроскопическими гидродинамическими явлениями при неизменной макроскопической плотности. При определенных условиях такие явления могут давать существенный вклад в поведение среды при нагреве и повлиять на теплофизические параметры конечного состояния вещества.

Однако непосредственное исследование этих явлений затрудняется из-за слишком малых временных масштабов и больших скоростей. Поэтому для исследования процесса схлопывания пор был предложен метод плоского одномерного столкновения потоков, полученных при облучении тонких плоских параллельных фольг потоком энергии (электронным пучком). Толщина фольг была выбрана много меньше длины пробега части, а расстояние между ними таким, чтобы обеспечить одномерность столкновения в центре. Такая схема позволяла варьировать плотность, температуру и энергию получаемой плазмы, а также использовать любые материалы в качестве исходных.

С помощью щелевой и кадровой развертки было изучено столкновение для фольг из металлов (Al, Ti, Cu, Pb) и диэлектрика (слюды). Было обнаружено, что при облучении фольги расширяются в вакуум с большими скоростями (~10-15 км/с) и при столкновении останавливаются, давая мощную световую вспышку и рост температуры. При симметричном столкновении потоки почти полностью тормозятся, и затем получившаяся плазма относительно медленно расширяется.

Результаты экспериментов были использованы для построения численной модели процесса. Одномерные гидродинамические расчеты экспериментальных ситуаций показали максимальную температуру при столкновении потоков порядка 40000 К в то время как начальная температура в центре каждой расширяющейся фольги достигала только 8000 К.

ЛУЧЕВАЯ ДЕСТРУКЦИЯ ИОДИДА КАЛИЯ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Савинцев А.П.
Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Изучение деструкции диэлектриков в интенсивных электромагнитных полях является одним из наиболее разрабатываемых направлений физики экстремальных состояний.

В монографии [1] рассматривались пороги пробоя ионных кристаллов при воздействии на образцы наносекундных электрических импульсов, а в монографиях [2] и [3] приводится лучевая стойкость этих же кристаллов при воздействии на среду наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов. Наши данные по порогам пробоя иодида калия и других ионных кристаллов лазерными импульсами наносекундной длительности приведены в [4].

Представляет большой интерес поведение вещества в поле фемтосекундных лазерных импульсов. Так, в работе [5] были изучены критические напряженности электрического поля порога лучевой деструкции поверхности стекла, сапфира и ряда других оптических материалов, облучаемых лазерными импульсами длительностью (τ_n) порядка 200 фс. Было получено, что для таких лазерных импульсов критические напряженности электрического поля у исследуемых материалов (E) составляют 60 – 100 МВ/см.

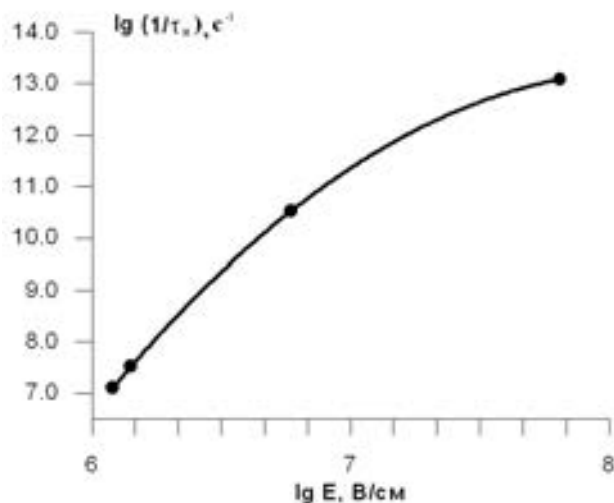


Рис. 1. Зависимость порогового значения поля деструкции иодида калия от длительности импульса

иодида калия лазерными импульсами длительностью 80 фс происходит практически при тех же критических полях, что были у нас найдены для хлорида калия.

С учетом данных [1], [3] и наших результатов, получена зависимость порогового значения напряженности поля, приводящего к деструкции иодида калия, от длительности импульса (рис. 1).

Автор выражает благодарность С.И. Ашиткову за помощь в проведении экспериментов и М.Б. Агранату за плодотворное обсуждение результатов эксперимента.

1. Воробьев А.А. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 1. Томск. Изд-во ТГУ, 1960.
2. Ready John F. Effects of High- Power Laser Radiation. New York - London: Acad. Press., 1971.
3. Сверхкороткие световые импульсы. / Под ред. Шапиро С. М.: Мир, 1981.
4. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества – 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2005. С. 34.
5. D von der Linde, Schüler H. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V.13. No. 1. P. 216.
6. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества – 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2005. С. 32.
7. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А., Конященко А.В., Овчинников А.В., Фортов В.Е. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 6. С. 506.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

Галяутдинов Р.Т.¹, Кашапов Н.Ф.¹, Файзрахманов И.А.², Хайбуллин И.Б.²

¹ Казанский государственный технологический университет

² Казанский физико-технический институт

Плазменные технологии нанесения покрытий с последующей ионной имплантацией находят широкое применение в оптоэлектронном и оптическом приборостроении. Ионная имплантация является эффективным методом управления оптическими характеристиками пленок. В сочетании с последующим равновесным или импульсным, например, лазерным отжигом, ионная имплантация по-

звонит прецизионно и локально, управлять величиной комплексного показателя преломления и, таким образом, формировать слои с заданным законом изменения коэффициентов преломления и поглощения по глубине слоя [1].

Детальное изучение процессов взаимодействия пучков быстрых ионов (с энергией от 3 эВ до 1 МэВ) с оптическими материалами позволило установить, что оба основных физических и физико-химических эффекта – эффект генерации и накопления радиационных дефектов и эффект химического легирования, неизбежно сопутствующие процессу ионной имплантации, успешно используются для модификации целенаправленного изменения оптических, механических, эксплуатационных характеристик обработанного материала [2].

Решение задачи подавления отраженного электромагнитного сигнала в широком спектральном диапазоне от высокоотражающих поверхностей существенно упрощается при использовании покрытий с непрерывно меняющимся комплексным показателем преломления вдоль толщины покрытия. Плазменная технология напыления с дальнейшей ионной имплантацией в совокупности с лазерным отжигом позволили не только управлять оптическими параметрами материала, но и улучшить его эксплуатационные характеристики, что очень важно для многих применений просветленной оптики (повышение адгезионной прочности в самых различных системах пленка-подложка, уменьшение светорассеяния оптических поверхностей), в том числе, для подавления отраженного электромагнитного сигнала от металлических поверхностей, применяемых в авиационной технике. Проведено предварительное моделирование процессов конденсации.

Таким образом, для подавления отражения от высокоотражающей алюминиевой поверхности с помощью поглощающего слоя с последующей ионной имплантацией был получен оптимальный профиль комплексного показателя преломления, обеспечивающий величину коэффициента отражения не более 1,5% в частотном диапазоне до 2,5 ν .

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ проект № 04-02-9750200/4 по теме «Разработка технологии плазменного нанесения неоднородных оптических покрытий многоцелевого назначения»

1. Файзрахманов И.А. Ю.П.Стрельников, И.Б.Хайбуллин, Оптический журнал. 2004. Т.71. С.46-49.
2. Кард П.Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин, Валгус, 1971, 235 с.

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПОЛИМЕРНОЙ МИШЕНИ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

*Воронина Э.И., Привалов В.Е., Чартий П.В., Шеманин В.Г.
Новороссийский политехнический институт КубГТУ*

Исследование импульсного лазерного нагрева твердой мишени представляет интерес для создания новых методов обработки поверхности и увеличения ее лучевой прочности [1], особенно, в области предпробойных плотностей энергии лазерного излучения [2]. Все это требует детального изучения механизма и параметров лазерной модификации полимерной мишени в диапазоне значений плотности энергии не более 10 Дж/см².

Поэтому целью настоящей работы является экспериментальное исследование зависимости коэффициента отражения полиметилметакрилата от времени задержки пробного импульса на длине волны 532 нм относительно греющего импульса на длине волны 1064 нм для плотности энергии этого импульса в предпробойной области нагрева мишени.

На лабораторной установке, подробно описанной ранее в [1,3] излучение YAG: Nd лазера с импульсами длительностью 10 нс и энергиями до 200 мДж на длине волны 1064 нм фокусировалось специальным объективом на поверхность мишени. В точку фокуса направлялось и излучение второй гармоники этого лазера тоже длительностью 10 нс и энергией до 15 мДж на длине волны 532 нм. Рассеянное поверхностью излучение на этой же длине волны регистрировалось с регулируемой временной задержкой относительно греющего импульса на ФЭУ-79 через интерференционный светофильтр на 532 нм. В результате были получены временные зависимости коэффициента отражения мишени и характерные времена релаксационных процессов в полимерной мишени. На основании этих данных можно сделать вывод о том, что лазерный нагрев приводит к возбуждению низкочастот-

ных мод молекул полимеров, а релаксационные процессы могут приводить к возбуждению акустических колебаний вблизи области нагрева.

1 E.I. Voronina, V.P. Efremov, V.E. Privalov, V.G. Shemanin Proc. of SPIE, 2003. V. 5381. P. 178 – 184

2 Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. УФН. 2002. Т. 172, С. 301-333

3 V.P. Efremov, V.E. Privalov, P.V. Skripov, P.V. Charty, V.G. Shemanin Proc. of SPIE, 2004. V. 5447. P. 234 - 241

COLLISION HEATING OF DENSE CLUSTER BY INTENSIVE FEMTOSECOND LASER PULSE

Kostenko O.F.

Institute for High Energy Densities JIHT RAS, Moscow

Strongly collision heating and ionization of solid density large cluster by intensive femtosecond laser pulse is considered. The role of field screening inside of the cluster is under discussion. Calculations were carried out with reference to conditions of experiments on interaction of iron cluster jet with femtosecond laser pulse produced by IHED femtosecond laser complex. Dependence of electron temperature on laser pulse intensity and cluster radius is determined. It is shown that at intensity of about 10^{18} W/cm² Be- and Li-like ions of iron are present in cluster's plasma at electron temperature about 2-3 keV. Calculation of continuous spectrum X-ray emission by Bremstrahlung mechanism is carried out.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ И КЛАСТЕРЫ ЖЕЛЕЗА

*Ситников Д.С., Агранат М.Б., Ашитков С.И., Емельянов А.В., Еремин А.В., Гуренцов Е.В.,
Овчинников А.В., Шевелько А.П.*

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

Целью данной работы являлось исследование условий оптимизации выхода характеристического K_{α} излучения в металлах при взаимодействии с мощными фемтосекундными лазерными импульсами, а также механизма возбуждения «горячих» электронов, ответственных за его генерацию, что является актуальным в связи с созданием рентгеновских источников диагностики быстропротекающих процессов.

В экспериментах исследовались параметры рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии фемтосекундных импульсов с интенсивностью $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ Вт/см² с массивными мишенями железа и меди, а также потоком кластеров железа диаметром 50 нм и концентрацией частиц $\sim 10^{11}$ см⁻³, образующихся при воздействии импульсов УФ излучения на пары пентакарбонила железа Fe(CO)₅ [1].

Источником излучения служила тераваттная фемтосекундная система с активной средой хром-форстерит (Cr⁴⁺:Mg₂SiO₄) формирующая импульсы с параметрами (1240 нм, 80 фс, 10 Гц, 90 мДж), и имеющими контраст по интенсивности не менее 10^6 . [2]

Эксперименты проводились в вакуумной камере с давлением 10^{-3} мм.рт.ст. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась в спектральном диапазоне $1 \div 10$ КэВ с разрешением $\lambda/\delta\lambda \sim 1000$ при помощи спектрометра Гамоша с использованием ПЗС-линейки в качестве приёмника излучения [3].

Результаты экспериментов с массивными мишенями указывают на увеличение выхода характеристического K_{α} излучения (длина волны 1.94 Å для Fe и 1.54 Å для Cu) с ростом компоненты электрического поля возбуждающего излучения вглубь мишени (рис.1). Также наблюдалось насыщение интенсивности линии K_{α} при увеличении энергии фемтосекундного импульса (рис.2).

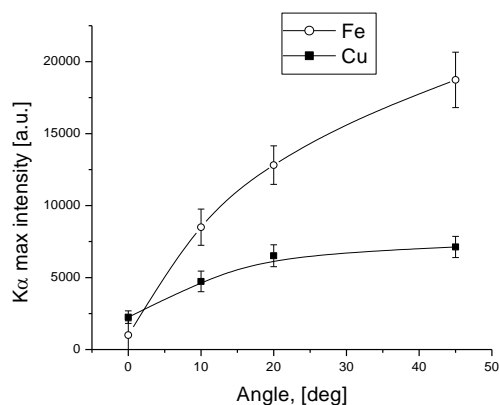


Рис.1. Зависимость интенсивности рентгеновского $K\alpha$ излучения от угла падения возбуждающего импульса р-поляризации.

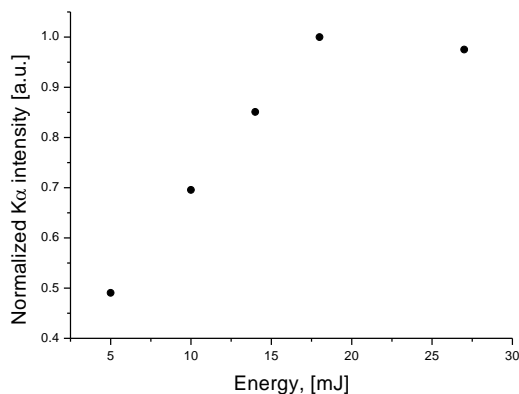


Рис.2. Зависимость интенсивности рентгеновского $K\alpha$ излучения Fe от энергии возбуждающего импульса. Угол падения 45°

Результаты экспериментов с потоком кластеров железа показали наличие сплошного спектра излучения в диапазоне $5.7\div 13 \text{ \AA}$ и отсутствие $K\alpha$ линий характеристического излучения.

1. A. Emelianov, A. Egegin, H. Jander, and H. Gg. Wagner. *Zeit. Phys. Chem.*, 2003, **217**, 1361-1368.
2. М.Б. Агранат, С.И. Ашитков, А.А. Иванов, и др. "Тераваттная фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите", *Квант. электроника*, **34** (6), 506,(2004).
3. A. P. Shevelko, Yu. S. Kasyanov, O. F. Yakushev, and L. V. Knight, "Compact focusing von Hamos spectrometer for quantitative x-ray spectroscopy", *Rev. Sci, Instrum.* 73 (10), 3458 (2002).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В КАУСТИКЕ АКСИКОНА

Бычков С.С., Пятницкий Л.Н.

Институт высоких температур РАН, Москва

В последнее время появились сообщения об экспериментальных наблюдениях эффекта сверхсветового распространения специальным образом сформированных бездифракционных пучков [1,2]. Эти пучки чаще называют бесселевыми пучками, так как поперечное распределение поля в них описывается функцией Бесселя нулевого порядка. Бесселевы пучки формируются конической линзой - аксиконом. Они сохраняют свой профиль на большом расстоянии и могут распространяться вдоль оси без изменения формы волнового пакета. В работе [1] использовалось излучение микроволнового диапазона. В этих измерениях было зарегистрировано локальное (на расстоянии порядка нескольких десятков длин волн) распространение бездисперсионных электромагнитных импульсов со скоростью, превышающей скорость света в вакууме c . В Мэрилендском университете [2] исследовалось распространение фемтосекундных оптических импульсов в аргоне. При длительности импульса 70 фс интенсивность излучения превышала 10^{14} Вт/см^2 и была достаточной для ионизации нейтрального газа. Была измерена скорость движения фронта ионизации, которая на 10 % превышала скорость света в вакууме.

В настоящей работе представлены результаты более ранних экспериментов [3], выполненных в ИВТ РАН. Излучение лазера на неодимовом стекле (длина волны 1,06 мкм) фокусировалось полигим (угол наклона лучей к оптической оси $\gamma = 1^\circ$) аксиконом в лабораторный воздух. Длительность лазерного импульса была 2 нс. При энергии лазера $10\div 30$ Дж формировалась протяженная лазерная искра длиной более 1 м. С помощью электронно-оптического преобразователя регистрировались временные развертки изображений фрагментов искры длиной 20 см, на которых наблюдалось последовательное появление очагов пробоя. Скорость их появления возрастала при увеличении энергии лазерного импульса. Измеренная максимальная скорость волны ионизации была равна 1,8 c .

Благодаря своим свойствам аксикон преобразует падающую плоскую волну в волну с коническим фронтом, сходящимся к оси. Зона пересечения и, следовательно, фронт бесселева пучка распространяются вдоль оси со скоростью $v = c/\cos\gamma$, что соответствует режиму бегущего фокуса. В случае, когда напряженность поля в волне превышает порог пробоя, с той же скоростью будет распростра-

няться волна ионизации. Однако этот режим реализуется только при постоянной вдоль оси интенсивности бесселева пучка или для очень коротких импульсов. В действительности, в экспериментах используются аксиконы с прямолинейной образующей, которые формируют фокальный отрезок с монотонно нарастающей интенсивностью, а лазерные импульсы имеют конечное время нарастания. В этих условиях момент пробоя достигается в пределах длительности переднего фронта τ , и скорость волны ионизации w будет зависеть от τ . Если $\tau \ll L/v$, где L - длина фокального отрезка, то $w = v(1 + \tau v/L)$. Например, для стеклянного аксикона диаметром 45 мм и углом $\gamma = 1^\circ$ $L = 130$ см и $\tau \ll 4$ нс. Тогда для $\tau_1 = 0,4$ нс $w_1 = 1,09c$, а для $\tau_2 = 0,1$ нс $w_2 = 1,02c$. Если длительность фронта оптического импульса порядка или существенно больше, чем величина L/v , то дополнительно появляется зависимость скорости распространения волны ионизации от превышения интенсивности лазерного излучения вблизи оси бесселева пучка над порогом пробоя. При этом скорость волны ионизации может быть в несколько раз больше скорости света. В некоторых случаях нарушается порядок следования очагов пробоя. Первый очаг пробоя возникает на оси в окрестности точки, удаленной от аксикона на расстояние $(0,5 \div 1)L$, где интенсивность излучения достигает максимума. При этом волны ионизации бегут в обе стороны.

Бездифракционные пучки могут быть также использованы для формирования волны ионизации вдоль поверхности твердотельной мишени в вакууме [4]. Подбирая параметры пучка греющего лазерного излучения и геометрию аксикона можно обеспечить условия, при которых скорость распространения пробоя согласована с возникновением инверсии в образующейся плазме. Этот режим бегущего фокуса является перспективным для формирования в принципе неограниченной по длине активной среды коротковолнового плазменного лазера.

1. D. Mungai, A. Ranfagni and R. Ruggeri. Phys. Rev. Lett., v.84, 4830 (2000).
2. I. Alexeev, K.Y. Kim and H.M. Milchberg. Phys. Rev. Lett., v.88, 073901 (2002).
3. S. Bychkov, M. Marin, L. Pyatnitsky. Inst. Phys. Conf. Ser. No 125: Section 9. Int. Colloquium on X-ray Lasers, Schliersee, Germany (1992).
4. В.М. Батенин, С.С. Бычков, Л.Я. Марголин, Л.Н. Пятницкий и др. Квантовая электроника, т.31, №5, 448 (2001).

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ ДВУХКВАНТОВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Летута С.Н.

Оренбургский государственный университет

Депопуляция высоких синглетных S_n и триплетных T_m состояний молекул большинства органических соединений в конденсированных средах осуществляется путем безызлучательной релаксации. Квантовый выход $S_n \rightarrow S_0$ или $T_m \rightarrow T_1$ флуоресценции, как правило, не превышает $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$. Это вполне естественно объясняется тем, что в конденсированных средах при нормальных условиях, энергия фотовозбуждения очень быстро рассеивается в тепло и люминесценция наблюдается только с нижних возбужденных уровней.

Селективное заселение высоких электронно-возбужденных состояний (ВЭС) молекул осуществляется путем ступенчатого возбуждения через промежуточные электронные уровни, для чего требуется высокая плотность мощности возбуждающего излучения. При этом в системе выделяется такое количество тепла, что становятся заметными изменения в кинетике замедленной флуоресценции (ЗФ). В настоящей работе представлены результаты исследования тепловых процессов, формирующих кинетику ЗФ сложных молекул в жидких растворах и полимерных пленках.

В зависимости от характера распределения тепловых центров (в нашем случае T_1 центров) в среде реализуются различные тепловые режимы, отражающие характер взаимодействия тепловых источников и определяющие температурную релаксацию. Для сильно разбавленных твердых растворов T_1 центры считались изолированными в отношении влияния через тепловые потоки. При концентрациях, когда имело место взаимодействие между молекулами, качественно разделялись две ситуации. При коррелированном распределении центров образуются тепловые кластеры, динамика температурных полей внутри и вокруг которых, в свою очередь, зависит от того, происходит ли тепловое взаимодействие между кластерами или нет.

Термоиницирование аннигиляции триплет-возбужденных органических молекул с синглетными ${}^1\Delta_g$ -возбужденными состояниями кислорода O_2 относится к перечисленным тепловым процессам. Управление ходом процесса аннигиляции осуществлялось путем изменения либо начальной концентрации n_0^T T_1 -центров, либо константы аннигиляции $K_{анн}$. Активационная зависимость $K_{анн}$ от температуры позволила использовать для этой цели δ -импульсный нагрев реакционной зоны лазерным излучением. За счет безызлучательных переходов в молекулах примеси лазерный импульс разогревал микрообласти с ненулевым числом n_0^T . После поглощения энергии q в каждой микрообласти устанавливался локальный тепловой и кинетический режим. Исследована трансформация наблюдаемой кинетики люминесценции, сопровождающей процесс $T^{-1}\Delta_g(O_2)$ аннигиляции при возросших нестационарных амплитудах флуктуаций скорости реакции после δ -импульсного термоиницирования системы. Распад T_m состояний молекул идет по двум качественно различным каналам. В первом из них в результате последовательных переходов $T_m \rightarrow S_1 \rightarrow S_0$ заселенность T_1 уровней обедняется и скорость синглет-триплетной аннигиляции уменьшается. При дезактивации T_m состояний по каналу внутренней $T_m \rightarrow T_1$ конверсии заселенность n_0^T остается неизменной, но в результате безызлучательной релаксации в среде выделяется энергия q , происходит локальный разогрев матрицы и увеличение $K_{анн}$ в микрообластях. Таким образом, имеет место конкуренция двух механизмов, изменяющих скорость аннигиляции в двух противоположных направлениях. Результат их действия зависит от набора параметров: начальной температуры U_0 , энергии накачки, концентрации молекул красителя и кислорода.

Построена математическая модель взаимосвязанных термодиффузионных процессов с реакциями и проведены эксперименты с двухквантовым возбуждением молекул органических красителей, иллюстрирующие развитые представления. Возможность изменения эффекта перепада интенсивности аннигиляционной ЗФ в зависимости от величины энергии импульса и температуры позволяет рассматривать лазерное термостимулирование как метод управления скоростью реакции дезактивации электронных возбуждений и переключения ее порядка.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АБЛЯЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Ашитков С.И., Агранат М.Б., Михисор М.А., Овчинников А.В., Ситников Д.С.
Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Процесс удаления вещества с поверхности твердого тела под действием лазерных импульсов (лазерная абляция) представляет интерес, как с точки зрения исследования фундаментальных механизмов взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом [1], так и широкого круга прикладных задач. Модификация поверхности вещества фемтосекундными лазерными импульсами используется при микромеханической обработке материалов, наноструктурировании поверхностей, синтеза кластеров и др.

В настоящей работе методом интерферометрии с пространственным и временным разрешением проводилось исследование динамической деформации поверхности при абляции и рельефа образующихся кратеров. Источником излучения служила фемтосекундная лазерная система с активной средой хром-форстерит [2]. Абляция на поверхности образца возникала под действием мощного лазерного импульса накачки на длине волны 1240 нм длительностью 80 фс с пространственным гауссовым распределением и интенсивностью $\sim 10^{12} \div 10^{13}$ Вт/см². Исследование динамики деформации образца осуществлялась с помощью микроинтерферометра Линника, подсвечиваемого через фиксированное время задержки зондирующими импульсами на длине волны 620 нм. Интерферограммы возбужденной поверхности регистрировалась ПЗС камерой, расположенной в плоскости изображения объектива интерферометра. Методика позволяла регистрировать изменения глубины рельефа поверхности в диапазоне от ~ 10 нм до нескольких микрометров с временным разрешением 100 фс и разрешением по пространству 3 μ m.

На рис.1 приведена интерферограмма, характеризующая динамику разлета поверхностного слоя GaAs спустя 2.5 нс после воздействия импульса накачки с максимальной плотностью потока 0.3 Дж/см², что в 1.5 раза превышает порог абляции данного материала [3]. На рис.2 приведена

зависимость расстояния между внешней границей удаляемого слоя и поверхностью образца от плотности потока лазерного излучения при временной задержке 1 нс.

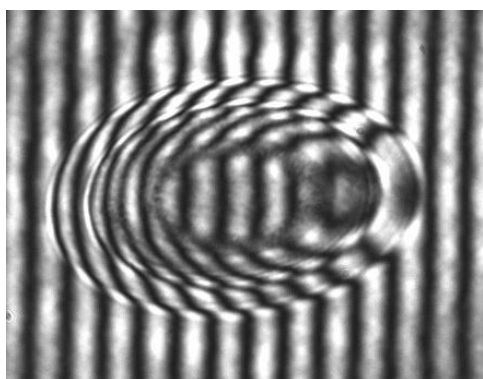


Рис.1

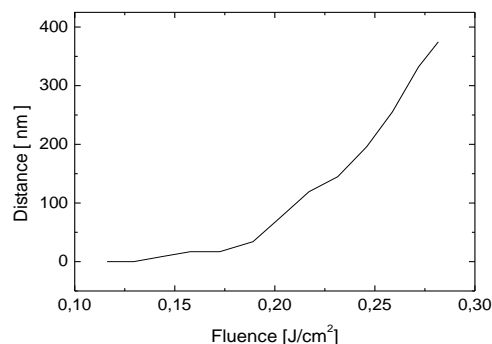


Рис.2

В работе приведены результаты исследования соотношения между порогами плавления абляции и испарения. Приведены оценки скорости разлета, глубины кратера и объема удаленного вещества в зависимости от плотности потока и энергии лазерного импульса.

1. С.И.Анисимов, Б.С.Лукьянчук, УФН, 2002, **172**, (3), с.301-333
2. М.Б. Агранат, С.И. Ашитков, А.А. Иванов, и др. *Квант. электроника*, 2004, **34** (6), 506
3. М.Б. Агранат, С.И. Ашитков, А.В.Овчинников, Д.С.Ситников, *Физика экстремальных состояний вещества* – 2005, Ченоголовка-2005, с. 17-18

ПРОБОЙ ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ НАНОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Савинцев А.П.

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

В работе были экспериментально изучены пороги лазерного пробоя в объеме щелочногалогидных кристаллов (ЩГК): хлорида натрия и калия, бромида и иодида калия [1]. Образцы облучались импульсами неодимового лазера на длине волны 1.06 мкм, длительностью по полувысоте 8 нс, с частотой следования 30 Гц.

В табл. 1 представлены полученные в наших экспериментах данные: критическая интенсивность излучения ($I_{кр}$) и критическая напряженность электрического поля ($E_{кр}$) ЩГК относительно хлорида натрия. Использовалось соотношение: $(E_{кр i} \setminus E_{кр j}) = (I_{кр i} \setminus I_{кр j})^{1/2}$.

Кристалл	KCl	KBr	KI
$I_{кр} \text{ ЩГК} / I_{кр} \text{ NaCl}$	0.89 ± 0.03	0.99 ± 0.03	1.23 ± 0.03
$E_{кр} \text{ ЩГК} / E_{кр} \text{ NaCl}$	0.95 ± 0.02	0.99 ± 0.02	1.11 ± 0.03

Кристалл	KCl	KBr	KI
$E_{кр} \text{ ЩГК} / E_{кр} \text{ NaCl}$	0.87	0.77	0.66

Лучевую стойкость изученных ЩГК можно сравнить с порогами пробоя этих же кристаллов при воздействии коротких (30 нс) электрических импульсов [2] (табл. 2).

Как видно, характер зависимости в табл. 1 (рост в ряду KCl → KI) не совпадает с зависимостью в табл. 2 (снижение в ряду KCl → KI). Хотя, как показывают опыты, электрические поля в световом луче при пороговых условиях довольно близки к полям, требуемым для электрического пробоя ЩГК [3,4].

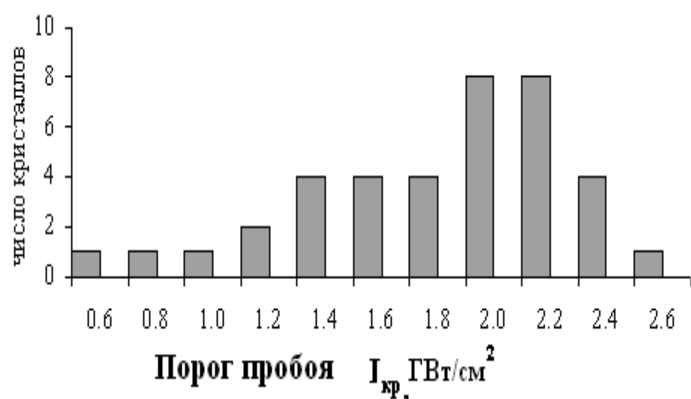


Рис. 1. Пороги лазерного пробоя партии кристаллов NaCl

Таблица 3

Пороги лазерного пробоя щелочногалоидных кристаллов

Кристалл	NaCl	KCl	KBr	KI
$E_{кр}$ (МВ/см)	0.54	0.51	0.53	0.60

ных расчетов, однако последовательность в ряду NaCl → KI может быть такой, как указано в табл. 3. Здесь учитывается, что согласно [3,4] максимальное значение $E_{кр}$ для KI, в опытах, подобных нашему, может составить 0.6 МВ/см.

Автор выражает благодарность А.Ю. Башарину за помощь в проведении экспериментов.

1. Савинцев А.П. // Физика экстремальных состояний вещества – 2005 / Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН. 2005. С. 34.
2. Воробьев А.А. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 1. Томск. Изд-во ТГУ, 1960.
3. Ready John F. Effects of High- Power Laser Radiation. New York - London: Acad. Press., 1971.
4. Сверхкороткие световые импульсы. / Под ред. Шапиро С. М.: Мир, 1981.

ГЕНЕРАЦИЯ ИОННОГО «ПУЗЫРЯ» РЕЛЯТИВИСТСКИМ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПЛАЗМЕ

Костюков И.Ю.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Недавно несколько исследовательских групп объявили о наблюдении в лазерной плазме квазиодноэнергетических ультррелятивистских электронных сгустков [1]. Такие сгустки были получены в результате взаимодействия релятивистского ультракороткого лазерного импульса с плазмой. Следует отметить, что до этого в экспериментах наблюдались монотонно спадающие спектры быстрых частиц, что является существенным препятствием для использования этого явления в ряде важных приложений (плазменных ускорителях, источниках электромагнитного излучения и т.д.). Одна из моделей, описывающих генерацию ультррелятивистских электронных сгустков, предполагает, что генерация происходит в результате перехода к сильно нелинейному режиму взаимодействия лазерного излучения с плазмой [2]. В этом режиме происходит быстрое опрокидывание плазменной волны, генерируемой лазерной импульсом. В отличие от известных режимов взаимодействия, где под действием короткого лазерного импульса в плазме возбуждается нелинейная плазменная волна, в сильно нелинейном режиме, возникающем при падении на плазму ультракороткого лазерного импульса достаточно высокой интенсивности, в плазме возникает ионный «пузырь» - одиночная область, свободная от плазменных электронов и движущаяся за лазерным импульсом. Такой пузырь способен захватывать электроны плазмы и ускорять их до очень высоких энергий, в результате чего, формируются очень плотные сгустки ультррелятивистских электронов фемтосекундной длительно-

Видимо, надо учесть то обстоятельство, что абсолютные значения порогов пробоя ЩГК могут варьироваться в определенных пределах (рис.1) [3]. Как показывает рис. 1, на котором приведены результаты измерений порогов пробоя при повреждении хлорида натрия, вызванном действием излучения рубинового лазера с модулированной добротностью, в партии кристаллов минимальное значение $E_{кр} = 0.47$ МВ/см может составлять 55% от наиболее вероятной величины $E_{кр} = 0.86$ МВ/см ($I_{кр} = 2$ ГВт/см²).

С учетом этого, результаты табл. 1 можно объяснить, если полагать, что в наших опытах изучались кристаллы NaCl и KCl вблизи минимально возможных порогов, а кристаллы KBr и KI – вблизи максимально возможных порогов. Абсолютные значения $E_{кр}$ можно определить с учетом дополнитель-

сти. Более того, сгустки электронов, ускоряемые в пузыре, могут излучать ультракороткие импульсы рентгеновского излучения [3].

В докладе обсуждаются результаты исследования формирования ионного пузыря в лазерной плазме. Для моделирования взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плазмой разработан двухмерный аксиально-симметричный гибридный численный код, использующий метод частиц в ячейках. В качестве упрощающего предположения использовалось "квазистатическое" приближение (плазменная волна медленно меняется в системе отсчета, связанной с лазерным импульсом). Проведено сравнение с результатами моделирования с помощью полностью трехмерного, электромагнитного кода, использующего метод частиц в ячейках. Построенный алгоритм хорошо описывает генерацию пузыря, и в то же время не требует больших вычислительных ресурсов, необходимых для других существующих кодов. Предложена полуфеноменологическая модель генерации пузыря. Найдено распределение электромагнитного поля внутри пузыря и получены оценки его размера.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда РФФИ (Грант No 04-02-16684) и министерства промышленности, науки и технологий РФ (Грант N МК-3249.2004.2).

1. Katsouleas T., Nature, 2004, V.431, p.515.
2. Kostyukov I., Pukhov A., Kiselev S., Phys. Plasmas, 2004, V.11, p.5256.
3. Kiselev S., Pukhov A., Kostyukov I., Phys. Rev. Lett., 2004, V.93. p.135004.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ И ПРОБЛЕМА ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ГАЗА

Быстров А.М., Введенский Н.В., Гильденбург В.Б.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Обсуждается новый метод генерации терагерцового ($\sim 1-30$ ТГц) излучения, основанный на использовании явления возбуждения и переизлучения собственных (свободных) колебаний плазмы, создаваемой при пробое газа лазерными импульсами высокой интенсивности в присутствии внешних электрических полей других частотных диапазонов. В качестве конкретного примера рассмотрено взаимодействие миллиметрового излучения с длинным плазменным цилиндром малого радиуса, который создается коротким (длительностью порядка 100 фемтосекунд) лазерным импульсом, сфокусированным в газ при помощи аксиконной линзы. На основании численного моделирования динамики оптического пробоя [1] определены временная эволюция и радиальные профили плотности плазмы и исследованы (в рамках линейной теории) собственные (квазиэлектростатические) колебания, возбуждаемые в плазменном цилиндре в присутствии внешнего электрического поля. Рассчитаны пространственно-временные структуры плотности заряда и временные спектры поперечного дипольного момента плазменного цилиндра. Найдено, что форма радиального профиля плазмы сильно влияет на интенсивность и ширину спектра дипольного излучения плазмы. Показано, что в плазме с плавным радиальным профилем с шириной переходного пограничного слоя порядка радиуса плазменного цилиндра, дипольные колебания и порождаемое ими излучение имеют малую интенсивность и быстро затухают. На основании проведенных исследований определены области оптимальных значений параметров рассматриваемой схемы – давления ионизируемого газа, энергии, длительности и угла фокусировки ионизирующего лазерного импульса, отвечающих условиям наиболее эффективной генерации терагерцового излучения. Проведенное сопоставление полученных результатов с результатами работ [2-5] (в которых рассматривались сходные схемы генерации терагерцового излучения при оптическом пробое газа в статическом электрическом поле) показало, что использование миллиметрового излучения вместо статического поля, приводит к существенному увеличению мощности терагерцового излучения и позволяет эффективно контролировать его направление.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16684) и Российского фонда содействия отечественной науке.

1. Н.В. Введенский, В.Б. Гильденбург, Письма в ЖЭТФ, т. 76, с. 440 (2002).
2. T. Löffler, F. Jacob, H.G. Roskos, Applied Physics Letters, v. 77, p. 453 (2000).
3. D. Hashimshony, A. Zigler, K. Papadopoulos, Phys. Rev. Letters, v. 86, p. 2806 (2001).

4. T. Löffler, H.G. Roskos, Journal of Applied Physics, v. 91, p. 2611 (2002).
5. С.В. Голубев, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов, Письма в ЖЭТФ, т. 79, с. 443 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРОЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА 8-14 МКМ

Андреевская В.Ю.

Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт», Нальчик

Исследование поглощения лазерного излучения в области 8-14 мкм проводилось в лабораторных условиях с помощью аппаратного комплекса, в состав которого входили многоходовая оптическая кювета, перестраиваемый CO₂-лазер со стабилизацией мощности и частоты излучения и фотоприемник с однородной зонной чувствительностью. Случайная погрешность единичного измерения пропускания излучения составляла 3 %. В качестве примера на рисунке 1 приведены результаты измерений пропускания линии излучения P20 CO₂-лазера водяным паром.

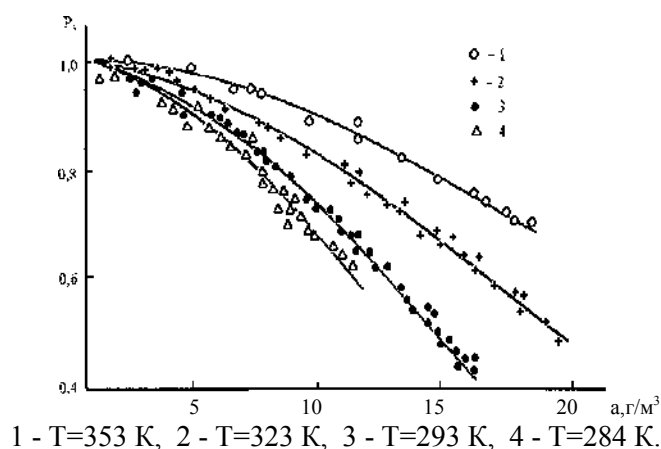


Рисунок 1 - Пропускание излучения CO₂-лазера водяным паром

Обработка и анализ экспериментальных данных показал, что зависимость пропускания излучения от концентрации водяного пара, общего давления, температуры и длины волны излучения имеет один и тот же характер для всех 23 исследованных линий CO₂-лазера, которая имеет нелинейную зависимость от концентрации водяного пара, сложную зависимость от температуры. Зависимость пропускания от давления уширяющего газа незначительна, а от длины волны имеет экспоненциальный характер.

Все экспериментальные данные со среднеквадратическим отклонением 0,035 хорошо описываются выражением (сплошные линии на рисунке 1)

$$P_{\lambda} = \exp \left\{ - C(\lambda) L \left[k_1 \lambda T^n (1 + mp) + k_2 \gamma^2 \exp \left(\frac{H}{T} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где $C(\lambda) = b_1 + b_2 \exp(-b_3 \lambda^{-1})$; γ - абсолютная влажность, г/м³; p - общее давление, атм; T - температура, К; λ - длина волны, мкм.

При этом параметры подгонки: $k_1 = 0,22 \cdot 10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{ град}^{-3/2} \text{ км}^{-1}$; $k_2 = 0,82 \cdot 10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{ км}^{-1}$; $n = 1,5$; $m = 1,95 \text{ атм}^{-1}$; $H = 2060 \text{ К}$; $b_1 = 0,56$; $b_2 = 769,2$; $b_3 = 79,1 \text{ мкм}$.

Полученные экспериментальные результаты в определенной степени являются доводом в пользу, высказанной в [1] гипотезы о действии в спектральном интервале 8-14 мкм двух механизмов поглощения. Первый из них указывает на то, что важную роль играет поглощение излучения расположенных близко друг к другу двух поглощающих молекул (в предельном случае - димером). На это указывают нелинейная зависимость поглощения от давления водяного пара, отрицательная температурная зависимость непрерывного поглощения водяного пара, близость параметра подгонки H к величине энергии связи димера водяного пара и слабая зависимость поглощения от давления уширяющего газа [2]. Второй механизм характеризуется линейной зависимостью от влажности, относительно

слабой положительной температурной зависимостью при относительно сильном влиянии общего давления (первая часть формулы (1)). Такой механизм характерен для близких крыльев слабых линий поглощения водяного пара, которые имеются в области 8-14 мкм.

1. Андреев С. Д., Ивлев Л. С. Поглощение инфракрасного излучения различными фракциями атмосферного аэрозоля. Изв. АН СССР, ФАО. 1980. Т. 16, №9. С. 907-915.
2. Макаров А. С., Филиппов В. Л. Некоторые материалы исследования коэффициентов ослабления излучения ($\lambda=8-12$ мкм) в естественной атмосфере. Изв. Вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 3. С. 368-371.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ПЛАЗМОЙ

Горбунов Л.М.¹, Фролов А.А.²

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

² *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

Рассмотрена генерация низкочастотного переходного электромагнитного излучения при взаимодействии лазерного импульса с полуограниченной плазмой. Исследованы спектральные, угловые и пространственно-временные характеристики переходного излучения. Показано, что частота излучения существенно зависит от длительности лазерного импульса. При взаимодействии короткого лазерного импульса с полуограниченной плазмой переходное излучение имеет частоту близкую к плазменной частоте а само излучение существует в течении длительного промежутка времени, значительно превосходящего время взаимодействия импульса с границей плазмы. Если длительность лазерного импульса превышает период плазменных колебаний, то генерация переходного излучения происходит только в течении времени пересечения импульсом границы плазмы. В этом случае переходное излучение имеет широкий спектр частот с максимумом, определяющимся обратной длительностью лазерного импульса. Показано, что для характерных параметров лазерно-плазменных экспериментов частота переходного электромагнитного излучения лежит в терагерцовом диапазоне.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИЯХ

Гордон Е.Б.¹, Смирнов Б.М.²

¹ *Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка*

² *Институт высоких температур РАН, Москва*

Конденсация тяжелых инертных газов приводит к резкому, для Хе более чем на 3 порядка, возрастанию величины подвижности избыточных электронов, которая становится выше чем у высокопроводящих металлов. Как показали наши эксперименты, высокая подвижность, являющаяся следствием малости сечения упругого рассеяния электрона при его когерентном взаимодействии с ансамблем атомов, сохраняется и при высоких энергиях электрона. Это позволяет эффективно возбуждать ВУФ электролюминесценцию матрицы на длине волны излучения двухцентровых экситонов. Тем не менее, дрейфующие электроны в принципе не могут быть разогнаны электрическим полем до энергий, достаточных для ионизации матрицы, и поэтому в среде не может развиваться электронная лавина. Для организации самоподдерживающегося разряда через твердый диэлектрик пришлось использовать фотокатод, обеспечивающий положительную обратную связь за счет эмиссии из него электронов под действием облучения ВУФ квантами. При электрическом напряжении, превышающем пороговое, в твердом ксеноне, при условии его высокой чистоты, развивается мощный объемный поток избыточных электронов, имеющих среднюю энергию несколько кэВ.

Увеличение давления должно приводить, и приводит к целому ряду интересных эффектов.

1. Подвижность избыточных электронов довольно сильно и немонотонно зависит от давления в области небольших давлений, отражая тем самым не вполне пока ясную зависимость сечения упру-

гого рассеяния электрона на коллективе атомов от межатомного расстояния. Поведение подвижности в области высоких давлений пока неясно, хотя можно полагать, что при высоких плотностях коллективный эффект должен ослабевать.

2. При плотностях, приблизительно вдвое превышающих нормальные, должен резко измениться спектр люминесценции. Причиной этому является переход от двухцентровых экситонов к сферическим, возбуждаемым непосредственно электронным ударом, а не в следующей за атомным возбуждением химической реакции.

3. При очень высоких давлениях должен наблюдаться фазовый переход от состояния изолятора, в котором электрический разряд возможен только при использовании внешнего фотоэффекта, к состоянию полупроводника, в котором потенциал внутренней ионизации ниже, чем нижайший потенциал электронного возбуждения матрицы, и, значит, возможно развитие лавины электронов.

4. И, наконец, при сверхвысоких давлениях происходит, как это уже наблюдалось, металлизация матрицы.

ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ РАВНОВЕСНОЙ И НЕРАВНОВЕСНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Норман Г.Э.

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

Рассмотрены проблемы, возникающие при постановке задач о совместном рассмотрении свободных, связанных и промежуточных состояний при построении теории и моделировании неидеальной плазмы. Свободные состояния – это электроны и ионы плазмы, связанные состояния – это атомы и ионы в плазме. Промежуточные состояния – это состояния в переходной области энергий от высоковозбуждённых связанных к ионизованным свободным состояниям. Рассмотрение промежуточных состояний связано с задачей ограничения дискретного спектра.

Проводится сопоставление с идеальной плазмой. Подчеркнута специфика неравновесной неидеальной плазмы, по сравнению с равновесной. Обсуждаются динамические (зависящие от времени) процессы в равновесной плазме: плазменные волны, ионизация-рекомбинация и др.; используется представление о флуктуациях.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Ланкин А.В.^{1,2}, Морозов И.В.²

¹ *Московский физико-технический институт*

² *Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

В неидеальной плазме электроны могут находиться как в свободных, так и в связанных состояниях, однако, последние не могут быть адекватно описаны в рамках классической механики, поэтому при проведении исследования неидеальной плазмы методами молекулярной динамики [1,2] возникает необходимость их исключения. Как правило, это достигается за счёт использования потенциалов взаимодействия, ограниченных на малых расстояниях. Хотя их использование и исключает глубоколежащие связанные состояния, которые не могут быть рассмотрены методами классической механики, однако, возможность образования сравнительно слабо связанных состояний сохраняется. Последние, однако, оказываются локализованы в области пространства много большей длины волны де Бройля для электрона в плазме, а значит для их описания применение метода молекулярной динамики оказывается адекватным. Их изучение может помочь в разработке методов, где производится бы полный учёт связанных состояний.

В работе предложен метод, который позволяет исходя из анализа молекулярно-динамической траектории производить выявление классических связанных состояний. Алгоритм их поиска заключается в следующем: на первом этапе для каждого электрона производится поиск ближайшего иона, после чего для него определяется сумма потенциальной энергии их взаимодействия и кинетической

энергии относительного движения. Если эта величина оказывается больше некоторой критической, то электрон в данный момент времени считается свободным, т.е. в каждой точке траектории проверяется соответствие электрона-ионной пары условию:

$$U(r_{ei}) + \frac{\mu}{2}(v_i - v_e)^2 < E_0 \quad (*)$$

Таким образом мы разделяем столкновения частиц и образование связанного комплекса.

На втором этапе для каждой пары, для которой выполняется условие (*), производится расчёт набега фазы их относительного вращения, как

$$\varphi = \int_{\Delta} \frac{L_{ei}}{\mu r_{ei}} dt .$$

Соответственно, если набег фазы оказывается больше φ_0 то состояние электрона на участке траектории Δ считается связанным.

Были получены предварительные результаты, описывающие основные свойства классических связанных состояний в равновесной неидеальной плазме: зависимость их концентрации от степени неидеальности плазмы, распределения по энергиям (рис. 1), средним расстояниям между электронами и ионами, времени жизни и набегу фазы относительного вращения.

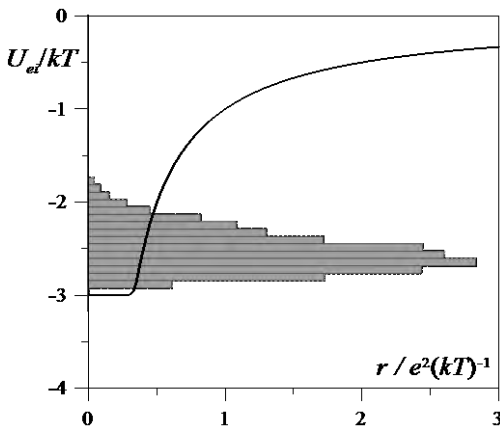


Рис. 1. Распределение числа образовавшихся связанных состояний в зависимости от их энергии

1. Ланкин А.В., Морозов И.В. // В сб. Труды XLVII научной конференции МФТИ. 2004. Т.IV. С.85-86
2. Морозов И.В, Норман Г.Э. // ЖЭТФ, 2005, т. 127, вып. 2, с. 412-430

КВАНТОВАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Левашов П.Р.¹, Филинов В.С.¹, Бониц М.², Фортон В.Е.¹, Феске Х.³
¹ Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
² Институт теоретической физики и астрофизики, Киль, Германия
³ Институт физики, Университет Грайфсвальда, Грайфсвальд, Германия

В работе изучаются свойства электронно-дырочной плазмы полупроводников квантовым методом Монте-Карло. В расчетах все частицы считаются квантовыми. При определенных условиях моделирования дырки могут образовывать регулярную решетку в полупроводниках с достаточно плоской валентной зоной [1]. Оцененное по критерию Линдемманна критическое отношение эффективных масс дырки и электрона для кристаллизации примерно равно 80 в трехмерном и 30 в двумерном случаях. Дырочные кристаллы близки по свойствам к ионным кристаллам в белых карликах, нейтронных звездах, а также к ионным кристаллам, получаемым в лабораториях в ионных ловушках. В работе также исследовалась экситонная фазовая диаграмма эвтектики Tm[Te,Se] [2] и были обнаружены области существования экситонов, биэкситонов, многочастичных кластеров, электронно-дырочной жидкости кристалла. Из анализа парных корреляционных функций определялась доля электрон-дырочных и дырочно-дырочных связанных состояний при различных температурах и давлениях. Сделана попытка обобщить результаты моделирования в виде фазовой диаграммы кулоновских кристаллов в двухкомпонентных системах.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований РАН № 17 «Параллельные вычисления и многопроцессорные вычислительные системы» и гранта CRDF и Министерства образования и науки для молодых ученых. Авторам также приятно выразить благодарность Фонду содействия отечественной науке.

1. M. Bonitz, V.S. Filinov, V.E. Fortov, P. Levashov, H. Fehske, submitted to Nature (2005).
2. P. Wachter, B. Bucher, J. Malar Phys. Rev. B 2004, 69, 094502.

НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В МАГНЕТРОННОЙ РАСПЫЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

Кашанов Н.Ф., Лучкин Г.С.

Казанский государственный технологический университет

Магнетроны относятся к системам распыления диодного типа, в которых распыление материала происходит за счет бомбардировки поверхности мишени ионами рабочего газа, образующимся в газе аномально тлеющего разряда. Высокая скорость распыления, характерная для этих систем, достигается увеличением плотности ионного тока за счет локализации плазмы у распыляемой поверхности мишени с помощью сильного поперечного магнитного поля. Сильное магнитное поле локализует плазму аномального тлеющего разряда непосредственно у поверхности мишени. Нами были проведены исследования аномального тлеющего разряда магнетронных распылительных системах, где основные параметры изменялись в следующих пределах: $B = 0,02 - 0,08$ Тл, $U = 375 - 600$ В, $p = 0,1 - 0,4$ Па.

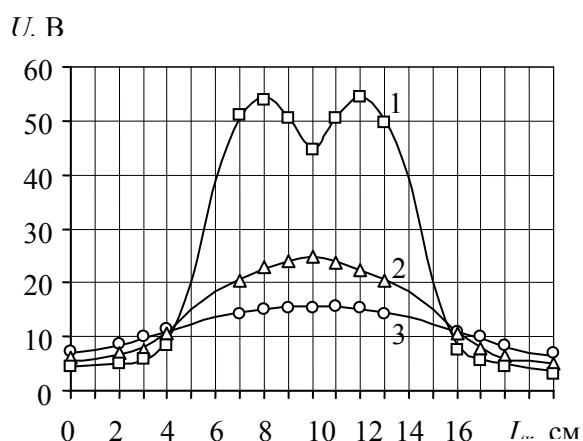


Рис. 1. Плавающий потенциал разряда, измеренный вдоль поверхности мишени зондовым методом на расстоянии l :
1 - $l=6$ см; 2 - $l=12$ см; 3 - $l=18$ см.
($I=5,5$ А; $U=470$ В; $p=0,25$ Па; $B=0,04$ Тл).

Для измерения плавающего потенциала плазмы использовался одиночный электростатический зонд [1]. Результаты зондовых измерений представлены на рис. 1 [2]. Зонд представляет собой вольфрамовую проволоку диаметром 0,1 мм помещенную в стеклянную трубку. Поверхность зонда, соприкасающаяся с плазмой, имеет цилиндрическую форму.

Измерение пространственного распределения температуры (рис. 2) осуществлялось специальным зондом, который представляет собой следующую конструкцию. Внутри керамического цилиндра внешним диаметром $(2-3) \cdot 10^{-3}$ м размещалась термопара хромель-копель. Внешний торец цилиндра, направленный в сторону магнетрона, герметизировался высокотемпературным цементом на основе Al_2O_3 .

Диагностика аномального тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях дает возможность определять зависимость плотности на катоде от катодного падения потенциала.

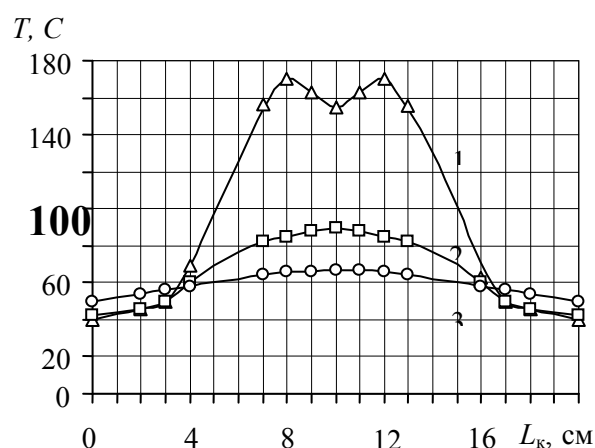


Рис. 2. Пространственное распределение температуры в МРС, относительно продольной оси мишени на расстоянии l от ее поверхности: 1 - $l=6$ см; 2 - $l=12$ см; 3 - $l=18$ см.
($I=5,5$ А; $U=470$ В; $p=0,25$ Па; $B=0,04$ Тл).

$$j = A_1 \frac{U_k}{I_k} \left(\frac{U_k^2}{I_k^2} - A_2 \right), \text{ где } A_1 \text{ и } A_2 - \text{коэффициенты, зависящие от } p, T \text{ и } V.$$

1. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов/ Ю.П. Райзер - М.: Наука. 1980.
2. Лучкин Г.С. Аномальный тлеющий разряд в процессах нанесения оптических покрытий. / Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук.- Казань, 2005, 130 с.

НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД, ИНИЦИИРОВАННЫЙ НАНОСЕКУНДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ИМПУЛЬСОМ

Кашанов Н.Ф., Саттаров А.Г.

Казанский государственный технологический университет

Проведены экспериментальные исследования на CO₂-лазере по инициированию и поддержанию непрерывного оптического разряда в камере установки [1].

Рабочий процесс в установке организован в следующей последовательности:

1. Лазерное излучение мощностью 6 квт на непрерывном режиме, проходит через газодинамическое окно, фокусируется в точке (F) параболическим зеркалом в камере установки и проходит через камеру в атмосферу.

2. Подается положительный потенциал напряжения на острый анод, для создания инициирующего электрического разряда.

3. Наносекундный электрический импульс с энергозапасом в импульсе ~1.0 Дж и напряжением 230 Кв, инициирует оптический разряд, который поддерживается лазерным излучением, поглощает энергию лазерного излучения, перемешиваясь с закрученным осе-симметричным потоком газа истекает из камеры установки.

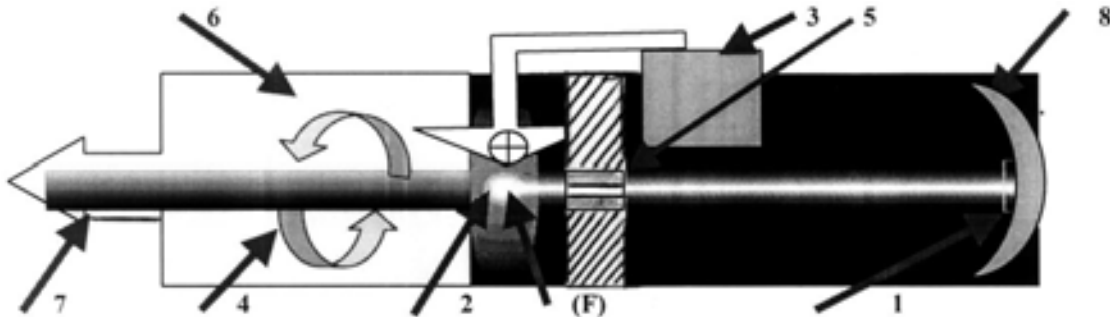


Рис1. 1-Непрерывный газодинамический CO₂-лазер, 2-оптический разряд, 3-генератор импульсов, 4-осе-симметричный закрученный поток рабочего тела, 5-газодинамическое окно, 6-камера установки, 7-поток рабочего тела (аргон), истекающий из камеры, 8-параболическое зеркало.

Первоначальное развитие наносекундного разряда связано с внутренней инжекцией собственных валентных электронов [2]. Квантово-механическое описание полевой инжекции носителей заряда при наличии потенциального барьера ϕ приводит к уравнению плотности тока:

$$j = \frac{e^3 E^2}{16\pi\hbar\phi} \left(1 + \frac{4\pi^2 m \phi (kT)^2}{3\hbar^2 E} \right) \exp \left[-\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3\hbar^2 E} \phi^{3/2} \right]. \quad (1)$$

Далее, протекание тока через разряд приводит к повышению температуры в канале разряда. Когда главным внешним параметром, определяющим процесс инжекции электронов в зону проводимости разряда, является не напряженность электрического поля E , а температура T , уравнение плотности тока имеет вид:

$$j = A_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right), \quad \text{где } A_0 = 120,4 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2. \quad (2)$$

Проведенные исследования показали, что в дальнейшем разряд развивается со сверхзвуковой скоростью с образованием ударных волн и разогревом рабочего тела до $\sim 10^6 \text{ К}$.

[1] Voronin, N.G., Yevseyev, G.A., Koroteev, A.S., Larin, E.G., Sattarov, A.G., Shirokov, N.N., "Laser Jet Propulsion with the Continuous Wave Optical Discharge", 42nd Congress of the International Astronautical Federation, Montreal, Canada, October 5-11, 1991.

[2] Ю.Н. Вершинин, Ю.А. Зотов. ФТТ, т. 17, в. 3, с. 826, 1975.

ВЗРЫВНОЙ ГЕНЕРАТОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Юрьев Д.С., Шилкин Н.С., Дудин С.В., Минцев В.Б., Фортков В.Е.
Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка*

Целью данной работы являлось измерение электропроводности неидеальной плазмы для последующего изучения влияния величины магнитного поля на электротранспортные свойства плазмы. Измерение электропроводности плазмы в условиях сильных магнитных полей является актуальной задачей, т.к. позволит оценить частоту столкновений электронов с другими частицами. Наряду с этим сама неидеальная плазма также представляется довольно сложным объектом для описания ее свойств [1].

Работа носила экспериментальный характер. Для измерения электропроводности был выбран четырехточечный метод, который в отличие от двухточечного, позволял избежать влияния приэлектродных слоев. При использовании контактного метода требовалось иметь достаточный объем исследуемого плазменного образования, который получали в линейном взрывном генераторе с диаметром канала 22 мм. Рабочая длина канала, т.е. область от среза заряда ВВ до преграды с измерительной ячейкой, - 20 мм. Исследуемый газ - аргон находился в канале генератора с начальным давлением $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$. Методика измерения электропроводности с помощью четырехзондового метода основана на регистрации падения напряжения на участке исследуемого образца, по которому течет регистрируемый электрический ток. Форма и взаимное расположение зондов измерительной ячейки влияет на вычисление электропроводности, поэтому отдельно производилось измерение геометрического фактора с использованием моделирования на электролите, с известной величиной электропроводности.

Были проведены оптические эксперименты по визуализации плазменного образования по каналу генератора с использованием высокоскоростного фотографического устройства (ВФУ-1) в щелевом режиме. При обработке фотохронограмм были получены численные значения скорости ударного фронта и массовой скорости продуктов детонации для различных смесей ВВ, а также было показано, что на расстоянии 10-20 мм от среза заряда реализуется одномерное и стационарное течение фронта.

Для генерации магнитного поля использовался многовитковый соленоид, как наиболее оптимальный способ получения однородного импульсного магнитного поля заданного объема. Соленоид представлял собой намотанный на ребро провод прямоугольного сечения, в каркасе из пропитанной в эпоксидной смоле стеклоленты. Использование магнитного поля сильно осложняет подготовку и проведение экспериментов. Это связано как с техническими аспектами при изготовлении взрывного генератора плазмы совмещенного с соленоидом, так и с увеличением уровня помех, вызванных появлением добавочных ЭДС в измерительных контурах находящихся в импульсном магнитном поле. При этом необходимо учитывать, что эксперименты являются взрывными, а это накладывает некоторые условия на конструкцию и технологию изготовления сборки.

Получены данные по электропроводности слабонеидеальной плазмы аргона ($\Gamma_D = 0,5$, где Γ_D - дебаевский параметр неидеальности). Измеренная электропроводность ударно-сжатой плазмы аргона при начальном давлении $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$ и скорости прямой волны 3,7 км/с, составляет $\sim 20 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, что находится в согласии с расчетной моделью [2]. Плазму с такими параметрами планируется замагнитить с помощью специально отработанной для такой постановки эксперимента конструкции соленоида.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №04-02-17242 и №03-02-04012 и гранта Президента РФ № НШ-1938.2003.2.

1. Фортов В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994.
2. Шилкин Н.С., Дудин С.В., Грязнов В.К., Минцев В.Б., Фортов В.Е. // ЖЭТФ. 2003. Т.124. №5. С.1030-1040.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН ДЛЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭМИ

Аджиев А.Х.¹, Бжекишиев С.Л.¹, Сошенко В.А.²

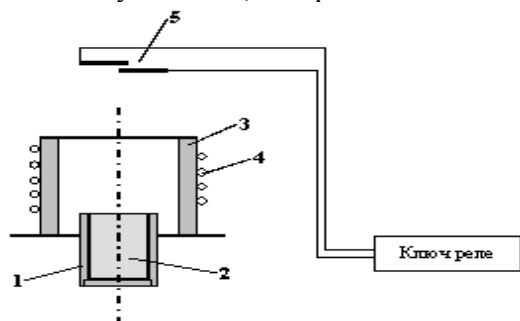
¹ Государственное учреждение «Высокогорный геофизический институт», Нальчик
² Институт радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова НАНУ, Харьков, Украина

В работах, посвященных плазменным антеннам, можно выделить три способа получения плазменных струй. А именно: создание плазменного канала путем инициирования пробоя атмосферы [1], получение плазменных струй в герметичных диэлектрических трубах и применение взрывных способов для получения плазменных струй.

Взрывной метод получения плазменной антенны представляется наиболее перспективным для построения излучающих систем взрывных источников электромагнитных сигналов.

Импульсный режим работы взрывных устройств приводит к необходимости пространственного и временного согласования параметров плазменных антенн со спектром излучаемого сигнала. Это требует формирования в открытом пространстве протяженных плазменных струй, длина которых достигает нескольких метров. Параметры плазменной струи (концентрация, геометрические размеры) не должны претерпевать сильных изменений во время передачи сигнала.

Результаты исследования источников радиочастотного диапазона приведены в [2]. Нами для получения длинных плазменных струй были подготовлены специальные заряды. На рис. представлена схема установки, которая использовалась для работы с такими струями.



Металлическая оболочка 1, в которой находится специальный состав ВВ 2, незначительно (на 7÷9 см) заглублена в поверхность грунта. Вокруг него расположен каркас 3, выполненный из стеклопластика. Каркас и металлическая оболочка установлены соосно. Каркас укреплен на поверхности и жестко зафиксирован относительно оболочки 1. На каркасе намотана катушка индуктивности 4. На высоте 2,5 м по оси струи расположен разрывной ключ 5.

Плазменные струи, формируемые зарядами, визуально представляли собой столб пламени ярко-желтого цвета длиной около 6 метров и диаметром 30 см. Длительность работы зарядов превышала 10 с.

Схема работает следующим образом. После срабатывания заряда формируемая им струя, распространяясь в окружающем пространстве, воздействует на разрывной ключ 5 и размыкает его. Напряжение с разомкнутых контактов ключа поступает на ключ реле, вызывая его срабатывание. Контакты реле запускают искровой генератор, индуктивная катушка которого 4 намотана на каркасе 3. Возбуждение плазменной струи высокочастотным сигналом осуществлялось внутренним полем индуктивности генератора. Генератор формировал затухающую синусоиду с частотой 42 МГц, начальная амплитуда которого составляла 18 кВ.

Измерения показали, что диаграмма направленности излучения плазменной струи в горизонтальной плоскости близка к круговой. Нелинейные свойства плазменной струи оказывают влияние на генератор и спектр излучаемого сигнала, расширяя его в высокочастотную область. Возбуждение плазменной струи ВМГ показало перспективность дальнейшего проведения работ.

1. Vail J. R. Laser beam techniques. U.S. patent 3 719 829, 1973.
2. Сошенко В.А. Источники электромагнитного сигнала на основе взрывных устройств. В кн. 14-я Международная Крымская конференция "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии". Материалы конференции [Севастополь, 13-17 сентября 2004. г.]. Севастополь: Вебер, 2004. г, С. 580-582.

ЧТО МОЖЕТ И НЕ МОЖЕТ СДЕЛАТЬ GRID ДЛЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ МЕХАНИКИ?

Богданов А.В.

Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург

Анализ важнейших проблем вычислительной механики – описание развитой турбулентности, динамика неидеальной плазмы, решения кинетических уравнений для реагирующего газа, указывает на необходимость для их решения консолидации гигантских вычислительных ресурсов. К сожалению, даже в развитых странах эти задачи не попадают в стратегические приоритеты и исследователи не получают достаточно процессорного времени на терафлопных системах не только для массовых расчетов, но даже для тестирования алгоритмов. В связи с этим использование альтернативных подходов вызывает значительный интерес. В последнее время больше всего внимания как относительно недорогой ресурс привлекает GRID.

В связи с этим анализируются различные подходы к построению GRID и формулируются требования к математическому обеспечению для решения проблем вычислительной механики. Различаются четыре типа GRID:

1. DataGrid – наиболее распространенный вариант обработки потока однородных данных, интенсивно разрабатываемый учеными в рамках проектов ЦЕРН.
2. VirLab – вычислительная сеть, позволяющая объединять вычислительные ресурсы с приборами другой природы типа измерительных устройств, аналоговых симуляторов и т.д.
3. CrossGrid – вычислительная сеть, позволяющая объединять вычислительные ресурсы для критических приложений.
4. XGrid – вычислительная сеть, позволяющая обрабатывать большие неоднородные потоки данных.

В связи с этим анализируются очень популярные сейчас идеи коммунальных вычислений или вычислений по требованию.

Изучается оценка для ускорения вычисления на GRID и делается вывод о довольно жестких ограничениях для организации сети эффективных вычислений. В частности, теоретически обосновывается идея метакомпьютинга.

На основе известных примеров организации метакомпьютерных систем составлен список рекомендаций по созданию GRID-систем для вычислительной механики.

Детально анализируется идея создания специализированных вычислительных кластеров для решения механических задач. Подробно рассмотрены два примера – виртуальная аэродинамическая труба и виртуальный плазмодинамический комплекс. В связи с этим обсуждается концепция виртуального полигона и формулируются требования к соответствующему программно-аппаратному комплексу.

KINETICS OF AEROSOL PARTICLES IN PLANETARY BOUNDARY LAYER: LES TURBULENCE MODELING

Ramaroson R.¹, Zatevakhin M.A.², Ignatyev A.A.², Govorkova V.A.²

¹ The French National Aerospace Research Establishment (ONERA)

² Institute for High-Performance Computing and Information Systems, Saint-Petersburg

Comprehensive kinetics/dynamics model was developed to simulate aerosol particles behavior in turbulent atmospheric boundary layer. Computational model is based on Large-Eddy Simulation (LES) turbulence modeling and kinetic equation of coagulation solution.

Turbulent transport and kinetics of aerosol particles coagulation in the planetary boundary layer (PBL) is the principal processes that define atmospheric air quality. Usually these processes are modeling in frame of dynamic RANS-type models. But such models are able to predict averaged flow parameters only while coagulation rate is proportionate to particles concentration. Hence coagulation processes may be strongly affected by time-space inhomogeneities produced by turbulent fluctuations. The model is used to study this problem.

LES numerical code is based on solution of time-dependent incompressible fluid dynamics equations in Boussinesq approximation. Momentum equations are solved with 2-d order skew differences on regular uniform staggered grid [Piacsek et al, 1998]. The balance equations for temperature, scalars and SGS kinetic energy are approximated using the 5-th order upwind WENO scheme [Jiang and Shu, 1996]. Poisson equation is solved using direct method based on LDL^T factorization of a sparse symmetric matrix. To achieve high kinetic energy conservation the 4-th order Adams-Bashforth predictor-corrector method is used for explicit time integration.

To validate the code two cases were considered. The first case was a neutral boundary layer developing over flat surface [Andren et al, 1984]. The second case was a turbulent mixing layer in water tank uniformly heated from below [Deardorff et al, 1969]. Results of these tests demonstrate ability of the code to reproduce main feature of turbulence in PBL.

The problem of pollutants transport in CBL was considered to study transport properties of the code. The first calculation was carried out with LES model usage. The second one was RANS calculation. These calculations showed that RANS approach does not allow to simulate correctly all turbulence transport features. LES results are in a good agreement with results presented in [Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling, 1981].

For numerical solution of coagulation equation was used method of [Stankova & Zatevakhin, 1996]. The semi-implicit version of the method was developed to ensure positive solution at any time step value. It was considered the Brownian coagulation process only because it is the principal process in urban boundary layer conditions. The scheme was evaluated with respect results presented in (Zhang et al, 1999).

Simulations performed for the case of highly polluted region located near the surface showed that LES model application produces regions of increased particles concentrations where coagulation processes have a higher rate compared with the case of RANS model usage. It results in high rates of fine particles removal.

This research was made possible by ISTC Project # 2834 "Numerical simulation and quantification of suspended fine particles and gas distribution in urban areas using ground emissions".

Andren A., Brown A.R., Graf J., Mason P.J., Moeng C.-H., Nieuwstad F.T.M. and Shumann U. (1994). Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of four computer codes. Q.J.R. Meteorol. Soc. 120, 1457-1484.

Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling. (1981). Ed. F.T.M.Nieuwstadt and H. Van Dop, D.Reidel Publishing Company. Dordrecht: Holland / Boston: USA / London: England.

Deardorff J.W., Willis G.E. and Lilly D.K. (1969). Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. J.Fluid Mech. 35, 7-31.

Jiang G., Shu C. (1996). Efficient Implementation of Weighted ENO Scheme. J. Comp. Phys. 126, 202-228.

Piacsek S.A., Williams, G.P. (1970). Conservation properties of convection difference schemes. J. Comp. Phys. 6, 392-405.

Stankova E.N., Zatevakhin M.A. (1996). The modified Kovetz and Olund method for the numerical solution of stochastic coalescence equation. Proceedings 12th International Conference on Clouds and Precipitation, Zurich, 19-23 August 1996, 921-923.

Yang Zhang, Seigneur C., Seinfeld J. H., Jacobson M. Z. and Binkowski F. S. (1999). Simulation of Aerosol Dynamics: A Comparative Review of Algorithms Used in Air Quality Models. Aerosol Science and Technology. 31, 487-514.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ДВУХМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН ДЕФОРМАЦИИ НА ПЛОСКОСТИ

Дегтярёв А.Б.¹, Мареев В.В.¹, Порубов А.В.²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет

² Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

В работе рассматривается влияние внешней среды на эволюцию двумерных, длинных, нелинейных волн деформации в упругих пластинах. Упругие пластины являются представителями простейших двумерных упругих волноводов.

Локализованные волны деформации постоянной колокольчатообразной формы (уединённые волны — солитоны) могут распространяться в упругих волноводах, благодаря балансу между нелинейностью и дисперсией. Локализация волны часто сопровождается её усилением. В одномерных волноводах, таких как стержни, локализация происходит только вдоль направления распространения волны. В двухмерных волноводах локализация может быть различных типов. Одним из них является одномерная локализация, состоящая в образовании так называемых плоских уединённых волн. Другой тип соответствует двумерной локализации в плоскости распространения волны. Мы можем ожидать гораздо большего увеличения амплитуды волны в последнем случае, чем в первом. Может случиться так, что несмотря на то, что начальная амплитуда меньше предела текучести, амплитуда локализованной волны может превысить её. Это очень важно для оценки срока службы. В то же время, локализованная волна может распространяться с сохранением своей формы и скорости. Амплитуда и скорость волн обычно зависят от особенностей материала волновода. Следовательно, эти значения дают информацию о свойствах материала, что может со временем использоваться для методов неразрушающего контроля.

Получены основные нелинейные уравнения для продольных волн и волн сдвига. Уравнения выведены с использованием подходов, предложенных ранее одним из авторов работы для упругих стержней. Используется приближение, основанное на том, что толщина пластины h много меньше, чем характерный размер волны L и что амплитуда волны деформации B не может превышать предел текучести материала. В некоторых материалах $B \ll 1$.

Установлено, что внешняя среда может значительно изменять поведение волны деформации на плоскости. Наиболее важным результатом является образование двумерной локализованной волны, что невозможно в отсутствие внешней среды. Амплитуда двумерной локализованной волны может быть значительно больше, чем амплитуда начального профиля. Численное моделирование уравнений не выявило значительного увеличения амплитуды в процессе образования уединённой волны. Следовательно, плоские волны не так опасны для прочности волноводов.

Дополнительное усиление локализованной волны может быть достигнуто в случае, когда только часть пластины внедрена во внешнюю среду. Показано, что решения для устойчивой, плоской, уединённой волны должны описываться в одномерном приближении, поэтому мы можем ожидать усиления качественно подобного усилению, полученному для волн в стержнях, частично заделанных во внешнюю среду. Большой интерес представляет преобразование плоских волн в двумерные локализованные волны и их усиление в частично заделанной плоскости.

КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ВОЗМУЩЕННЫХ ВПОЛНЕ ИНТЕГРИРУЕМЫХ УРАВНЕНИЙ

Богданов А.В.¹, Станкова Е.Н.²

¹ *Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург*

² *Учебно-научный Центр ИТЭС РАН по вычислительной механике СПбГПУ, Санкт-Петербург*

Распространение больших (нелинейных) возмущений в средах с релаксацией и конденсацией сопровождается целым рядом очень интересных физических эффектов. Это, прежде всего, изменение формы возмущений, распад возмущений и образование структур (хвосты и предвестники). Математическое описание этих явлений сводится к сильно нелинейному уравнению в частных производных. Уравнение такого же типа описывают и другие интересные природные явления (сейсмические волны, волны – убийцы на море и т.д.). К сожалению, стандартные методы интегрирования таких уравнений не позволяют получать решения на больших временах и выходить в асимптотическую область. Применение методов типа Бубнова-Галеркина, когда в качестве опорных функций берутся решения нелинейных задач позволяют обойти эти трудности, но приводит к неоправданно большим затратам машинного времени. В настоящем сообщении предлагается другой подход, связанный с качественным анализом частных решений рассматриваемого уравнения и получения упрощенных уравнений для описания получающихся структур.

Решение неинтегрируемых нелинейных уравнений, даже численными методами, представляет собой достаточно сложную проблему, решить которую стандартными аналитическими методами практически невозможно. Единственно счастливым исключением являются системы, близкие к вполне интегрируемым. Мы можем применить теорию возмущений к нелинейной интегрируемой системе,

что позволит построить единственное решение, по крайней мере, на конечных временных интервалах.

Хотя такой подход дает возможность провести детальное исследование решения, его бывает довольно сложно реализовать для практических приложений и для количественного анализа. Иногда рекомендуют применить простой приближенный подход, позволяющий малыми усилиями проанализировать основные свойства решения и проследить эволюцию его интегральных параметров. Нашей целью является привлечь внимание к возможности стандартных квазиклассических решений этой задачи. Хотя прямое применение такого подхода для решения нелинейного уравнения требует значительных вычислительных усилий, во многих приложениях возможно извлечь достаточно большое количество информации без оценки общего решения. Как во всех асимптотических методах, использование некоторых приемов спасает от необходимости осуществлять большое количества вычислений.

Мы дадим примеры такого анализа на основе исследования эволюции нелинейных волн в многофазной среде при наличии химических реакций. В частности, с помощью предложенного подхода было выведено уравнение для эволюции амплитуды уединенной волны, и показаны условия появления предвестников. Для ядер экспоненциального вида, удалось получить решение в аналитической форме, что позволило отследить качественные характеристики его поведения. Как обычно при таком «примитивном» квазиклассическом подходе мы не смогли получить асимптотическую форму решения на больших расстояниях, однако, такой подход хорош для предсказания «физических эффектов» решения.

Еще одной возможностью, на которую мы хотим обратить внимание, является использование квазиклассического приближения внутри нелинейных преобразований переменных системы. Используя преобразования Винера-Хопфа, нелинейное уравнение, описывающее эволюцию скорости волны, может быть преобразовано к виду, для которого имеется красивое квазиклассическое описание, в том числе равномерное. Таким образом, при таком подходе единственно серьезной проблемой является переход к исходным координатам.

В целом, в настоящем сообщении будет показано, как путем простого квазиклассического подхода при наличии некоторых дополнительных усилий можно получить достаточно много информации о поведении решения сложной нелинейной задачи.

РАЗВИТИЕ КОНЦЕПЦИИ «SOFT COMPUTING» ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ В ЗАДАЧАХ АНАЛИТИЧЕСКОГО СИНТЕЗА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ

Нечаев Ю.И.

Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург

Одним из перспективных приложений методов высокопроизводительных вычислений являются сложные вычислительные комплексы, обеспечивающие быструю обработку информации и поддержку принятия решений при непрерывном изменении динамики объекта и внешней среды. Реализация таких комплексов потребовала разработки новых принципов организации высокопроизводительных вычислений в задачах анализа и интерпретации информации в сложных условиях, в том числе в нештатных и экстремальных ситуациях. Основное внимание обращается на формализацию базы знаний на основе вычислительной технологии обработки информации в мультипроцессорной вычислительной среде с использованием стандартных и нейросетевых алгоритмов.

Среди задач аналитического синтеза сложных систем следует выделить анализ и прогноз параметров внешней среды, имитацию экстремальных ситуаций и оценку поведения динамического объекта (ДО), анализ динамических характеристик в условиях непрерывного изменения поведения объекта и внешней среды, прогноз критического интервала времени нахождения ДО в экстремальной ситуации; выдачу практических рекомендаций по обеспечению оптимального управления.

Качественные исследования поведения существенно нелинейных динамических систем при различном уровне внешних возмущений свидетельствуют о сложной эволюции фазовых траекторий, нарушающих симметрию фазового пространства и приводящих к образованию аттракторных множеств. Фазовые траектории как бы «втягиваются» в тот или иной аттрактор. При одних состояниях системы возникают аттракторы типа «пределный цикл», а при других состояния равновесия оказы-

ваются зависимыми от времени. Учет этих особенностей при формализации знаний о поведении динамической системы представляет собой достаточно сложную задачу анализа и интерпретации результатов математического моделирования в бортовых системах поддержки принятия решений в режиме реального времени. Решение этой задачи осуществляется с использованием встроенных процедур логической системы знаний, основанной на рациональном использовании стандартных математических методов и алгоритмах *soft computing*. Анализ результатов моделирования указывает на существование общих принципов и закономерностей преобразования информации в системах со сложной динамикой. На этой основе могут быть построены различные математические структуры (одномерные и многомерные отображения), реализующие процессы обработки информации.

Наибольшие сложности вызывает исследование поведения аварийного ДО в условиях непрерывного изменения динамики внешней среды. Процессы взаимодействия в этих условиях характеризуют динамику самоорганизующихся систем. Процесс самоорганизации заключается в переходе системы из одного стабильного состояния в другое. Анализ динамики таких систем ведется на базе принципа нелинейной самоорганизации, который является развитием синергетической теории управления и рассматривается как логическое следствие исследуемых физических закономерностей. Синтез сложных систем осуществляется с учетом естественных свойств нелинейных объектов при реализации требуемого асимптотического поведения системы на аттракторе или в его близкой окрестности, а также в формировании механизмов генерации обратных связей. Такой подход позволяет более строго подойти к решению проблемы аналитического синтеза системы поддержки принятия решений при контроле динамики объекта в сложных ситуациях.

Доклад сопровождается иллюстрацией физических закономерностей исследуемых процессов взаимодействия в экстремальных ситуациях и результатов приложений принципов обработки информации в мультипроцессорной вычислительной среде.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ МЕЖДУНАРОДНОГО УРОВНЯ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Богданов А.В.¹, Дегтярев А.Б.¹, Руковчук В.П.¹, Sloot P.²

¹ *Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург*

² *Амстердамский Университет, Амстердам, Нидерланды*

Воспроизводство специалистов высшей квалификации для работы в самых передовых отраслях современной науки, таких как физика, химия, природоведение, информатика во всем мире испытывает затруднения. Эти затруднения связаны с множеством причин социального, демографического, психологического и экономического характера, влияющих на выбор будущей специальности молодыми людьми. С другой стороны, системы образования во всех странах в определенной мере в силу объективных обстоятельств отстают от потребностей современности. Обе стороны данной проблемы нуждаются в усиленном внимании и адаптации к современным условиям.

Одним из существенных факторов, характеризующих современное состояние и тенденции развития физических наук, является все большая степень интернационализации образования и науки и их все большая интеграция в мировом сообществе.

Болонский договор и соответствующий процесс гармонизации национальных систем образования, призванный сблизить и объединить национальные образовательные процессы в единое общеевропейское пространство, способен частично решить стоящие перед европейскими странами проблемы в этой области. Этот договор предполагает сближение учебных планов для создания возможности взаимного обмена как образовательными программами на стадии обучения бакалавров, так и научно-исследовательскими усилиями на этапе подготовки магистров.

Важнейшим фактором успешного профессионального и карьерного роста молодых специалистов в современной науке является необходимость овладения фундаментальными знаниями как в глубоко профессиональной сфере, так и в применении для предметной области самых передовых информационных технологий. Учитывая фундаментальность и универсальность математики и компьютерных наук для всех областей знания, в развитие этого направления в Институте высокопроизводительных вычислений и информационных систем были разработаны и утверждены в министерстве образования учебные планы для обучения бакалавров и магистров по направлению «Математика. Компьютерные науки». Тематику научных исследований магистранты и аспиранты выбирают из

множества проектов, по которым этот институт вот уже 12 лет ведет совместные научные исследования с Амстердамским университетом. Тематика магистерских и аспирантских исследований включает самые передовые направления в развитии информационных технологий, такие как высокопроизводительные вычисления, GRID и ее приложения в различных областях и др.

Амстердамский университет по своим учебным программам осуществляет обучение магистров по направлениям Computer Science (Programming и Multimedia and Intelligent Systems).

Анализ содержания учебных планов магистерской подготовки дружественных учебных заведений показал, что они в весьма значительной степени совпадают. Кроме того, магистранты и аспиранты, участвующие в совместных работах, вынуждены общаться и составлять отчетные документы, сообщения и доклады на общем для всех английском языке.

Принимая во внимание опыт долговременного и успешного сотрудничества, эти обстоятельства привели участников совместной деятельности к идее обучения специалистов по некоей объединенной магистерской программе на английском языке с выдачей одновременно диплома Амстердамского университета и российского вуза.

Такая идея реализуется совместно с одним из университетов Санкт-Петербурга. В докладе рассмотрены особенности учебного плана магистрантов, специфика проведения исследований в области физических наук.

ПРОБЛЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ОБУЧАЮЩИХ СИСТЕМАХ ДИСТАНЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Богданов А.В., Дегтярев А.Б., Анищенко О.П., Нечаев Ю.И., Станкова Е.Н.

Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург

Обсуждаются вопросы использования методов и средств моделирования в электронных обучающих системах (ЭОС) дистанционного образования. Программно-телекоммуникационный комплекс автоматизированной подготовки и аттестации обучаемых использует многоуровневый подход к структуре данных. Интегрированная среда позволяет организовать учебный процесс в рамках программы конкретной специальности по классической форме, а также кейс-технологии и моделей электронного обучения на базе современных образовательных стандартов. ЭОС реализуется посредством набора инструментов для работы с учебными объектами и представляет собой информационно-аналитическую систему, организованную на базе сети Интернет. Учебные объекты и вся образовательная информация сосредоточены в хранилище данных (репозитарий), которое имеет сложную структуру и функционирует от управляющей программы. Мультимедийные обучающие средства включают видеолекции, учебные и демонстрационные клипы, аудиоматериалы, анимации, средства виртуального моделирования. Эти средства могут заимствоваться непосредственно из демонстрационных материалов научно-технических конференций, сети Интернет, а также из документальных фильмов и научно-познавательных передач. Технология электронного обучения с широким привлечением методов и средств виртуального моделирования, представляет собой высший уровень эволюции образовательных технологий. Эффективность процесса обучения с использованием таких технологий обеспечиваются комплексом средств обучения и тестирования, статистической и диагностической информацией и другими технологиями ЭОС.

При создании цикла общенаучных и специальных дисциплин ЭОС большое внимание уделяется разработке новых способов и средств синтеза и отображения информации. Одним из таких способов является представление изображений с помощью систем виртуального моделирования. Задачи, возникающие при создании таких систем, имеют большие возможности для распараллеливания, что в свою очередь позволяет использовать для их решения распределенные вычислительные среды. Это могут быть кластерные среды, построенные с использованием методов теории динамических стохастических сетей. Использование распределенных вычислений объясняется широкими возможностями распараллеливания задач визуализации.

Доклад посвящен концептуальным вопросам применения высокопроизводительных вычислений при реализации информационных технологий создания современных технических средств и моделировании физических явлений. Большое внимание при изложении материала уделяется организации параллельных вычислений при решении сложных задач моделирования, анализа и интерпретации информации при магистерской подготовке специалистов. Моделирование является основным

средством и инструментом выполнения магистерских диссертаций на базе современных научных исследований. Модели сложных объектов и явлений часто оказываются интегрированными, включающими в себя содержательно-описательную и формально-математическую составляющие. Концептуальный подход к решению проблемы моделирования основан на общности и логической определенности процессов научного отражения. Компонентами этих процессов являются предметная область и ее модель, спецификация объекта и задача его исследования, собственно модель объекта и алгоритмы реализации задачи. При решении задач моделирования особое внимание уделяется надежности математического описания исследуемых физических явлений. Проблема адекватности математических моделей имеет важное значение при разработке современных компьютерных систем управления и поддержки принятия решений. Она имеет непосредственное отношение к построению базы знаний и эффективности функционирования интеллектуальных систем (ИС). Выдаваемые системой практические рекомендации в значительной степени определяются надежностью информации, получаемой в результате математического моделирования.

Для реализации задач виртуального моделирования создан проблемно-ориентированный программный комплекс, обеспечивающий функционирование системы в режиме «обучаемый – ЭОС». Расширение функциональных возможностей ЭОС за счет включения новых баз данных, разработка запросов и отчетности осуществляются без написания программного кода путем параметрической настройки программных компонентов комплекса.

В системах дистанционного образования массовым инструментом стали мультимедийные электронные учебники. Создаваемые в Институте высокопроизводительных вычислений и информационных систем электронные курсы лекций совершенствуются на основе современных информационных технологий и методов искусственного интеллекта. Появление качественно новых интеллектуальных систем автоматизированного обучения удаленного доступа расширило возможности дистанционного обучения за счет включения в сеть опытных преподавателей и унификации взаимодействия с обучающей средой локальных и удаленных обучаемых. Преимуществом ЭОС новых поколений является их индивидуальность, возможность взаимодействия с обучаемым на естественном языке, гибкость и адаптивность стратегии обучения, интеллектуальный мониторинг действий обучаемого на стадиях приобретения и упрочения знаний.

ИНТЕГРИРОВАННАЯ ОБУЧАЮЩАЯ СРЕДА НА БАЗЕ ОНТОЛОГИИ И ФОРМАЛЬНОГО КОНЦЕПТУАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Нечаев Ю.И., Дубров С.Н.

Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург

Обсуждаются вопросы интеллектуализации средств обучения на базе информационной технологии автоматизированной подготовки и аттестации обучаемых. Интегрированная обучающая среда представляет собой интеллектуальную систему (ИС), организованную на базе сети Интернет. Повышение эффективности обучения и контроля знаний достигается применением средств вычислительной техники для систематизации и обработки знаний в вычислительной среде экспертных систем с помощью интеллектуального интерфейса и диалогового режима. Функционирование ИС основано на адаптируемых автоматизируемых циклах обучения и контроля знаний с использованием формализованных знаний, процедур извлечения «скрытых» знаний, комплексной онтологии и моделей формального концептуального анализа.

ИС, реализующие модели онтологии, находят применение при разработке и моделировании систем представления и интерпретации информации в процессе обучения. Онтология определяет термины, с помощью которых можно описать и структурировать предметную область. Использование онтологии эффективно при поиске и объединении информации из различных источников и сред. Язык онтологии используется для придания информации четко определенного значения и представляет собой общий набор терминов для описания и представления изучаемой предметной области. Являясь аналогом понятия «модель», онтология служит средством коммуникации между обучаемым и преподавателем.

ИС обучения не зависит от предметной области и может быть использована для любых дисциплин. Комплексная онтология и формальный концептуальный анализ позволяют сформировать у обучаемого связную когнитивную концептуальную модель изучаемого раздела предметной области.

Построение онтологии этого раздела и последовательное выявление «скрытых» знаний с помощью формального концептуального анализа формирует понятия, а концептуальная решетка показывает их иерархию и зависимости между объектами. При построении модели предметной области обучаемый структурирует эту область, определяет сходство и различие между объектами, анализирует зависимости на признаках. В результате выполнения задания формируется связная структура индивидуального знания обучаемого и процесс обучения приближается к творческому.

Функциональная схема ИС представлена пятью основными элементами: блоком планирования и мониторинга обучения, блоком диагностики и тестирования знаний, блоком интерфейсов, а также блоками адаптации и программного управления. ИС реализуется на персональных компьютерах и управляется с помощью рабочей станции.

Для реализации рассматриваемого класса задач создан комплекс программ, обеспечивающий разработку, администрирование и эксплуатацию ИС. Подключение к ИС новых баз данных осуществляется без написания программного кода путем параметрической настройки программных компонентов комплекса. Работа программного комплекса в сети обеспечивается с использованием языка программирования C++ и системы управления базами данных.

База знаний предметных областей содержит модель представления предметных знаний, которая реализуется в виде семантической сети, множество узлов которой соответствует темам учебного материала, а множество дуг отражает логические связи между учебными темами. База знаний формирования тестов, диагностики и тестирования сопоставляет когнитивную модель, предложенную обучаемым с эталоном в виде концептуальной модели данной проблемы. По результатам этого сравнения осуществляется обратная связь с генератором тестов. Обучаемому задаются вопросы на пополнение недостающих понятий и связей или предлагается информация по неусвоенному материалу. После завершения работы с построением концептуальной модели заданной предметной области обучаемому предоставляется возможность прохождения контрольных тестов с помощью генератора тестов.

ФОРМАЛИЗАЦИЯ ЗНАНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА АДАПТИВНОГО РЕЗОНАНСА

Нечаев Ю.И., Петров О.Н.

Институт высокопроизводительных вычислений и информационных систем, Санкт-Петербург

Разработка нечеткого алгоритма самоорганизации – одна из сложных проблем при формализации динамической базы знаний интеллектуальных систем (ИС) новых поколений. Ниже описан подход к построению алгоритма, обеспечивающего функционирование базы знаний на основе принципа адаптивного резонанса, используемого при реализации нейросетевых моделей. Рассматриваемый динамический объект (ДО) характеризуется входными и выходными сигналами, поступающими на вход нечеткой системы в дискретные моменты времени. В процессе функционирования ИС регистрируются пары значений, определяющие «вход – выход» динамической системы. Эти данные предварительно обрабатываются и представляются соответствующими образами и функциями принадлежности.

Априорная информация характеризуется совокупностью нечетких продукционных правил. Построение нечеткой системы знаний ведется с использованием «Стандартной аддитивной модели» (SAM). Операция нечеткой аппроксимации функций широко используется при построении систем управления. Наиболее распространенной является нечеткая система (Additive fuzzy Systems – AFS). Аппроксимация функций на отрезке $[0,1]$ с помощью метода SAM требует достаточно большого количества нечетких правил. Поэтому при синтезе нейро-нечетких регуляторов в задачах управления эффективным оказывается подход, позволяющий реализовать нечеткую систему в виде компактного множества логических правил с соответствующей матрицей управления.

База знаний состоит из нечетких моделей, построенных на основе принципа минимального расстояния между значениями максимумов функций принадлежности входных и выходных переменных. Разработанная на основе нечетких моделей матрица управления реализует нечеткую аппроксимацию исследуемых функций управления.

Практическое применение принципа адаптивного резонанса при функционировании нечеткой системы знаний связано с реализацией стратегий анализа текущих ситуаций, интерпретация которых осуществляется в соответствии с системой утверждений, определяющих механизм обработки

нечетких знаний в рассматриваемой ситуации. Структуризация нечетких знаний в рамках разработанной формальной системы осуществлена в соответствии с определениями, характеризующими содержание (антецедент и консеквент) нечеткого знания. Для обеспечения функционирования нечеткой базы знаний на основе принципа адаптивного резонанса вводится понятие о расстоянии между сравниваемыми знаниями. С помощью такого расстояния можно установить, к какому из подмножеств логической системы следует отнести новое знание («образ»), характеризующее нестандартную ситуацию. В результате открывается возможность решения задач, связанных с проверкой соответствия нечеткой системы знаний текущей информации, поступающей от датчиков измерительной системы, а также выделение логического правила, в наибольшей степени соответствующего новому знанию для последующей его «настройки» в задаче идентификации нештатной ситуации.

Мера сходства двух ситуаций выражается интервалом $[0,1]$. Одинаковые ситуации имеют сходство равное единице, а для абсолютно разных ситуаций сходство равно нулю. Рассматривая исходную ситуацию в виде цепочки «оператор – управляющее действие – объект», можно представить ее в виде множества микроситуаций и определить расстояние между проблемной и эталонной ситуациями. Использование утверждений и аксиом нечеткой формальной системы позволило разработать алгоритм идентификации текущей ситуации, реализуемый адаптивной компонентой базы знаний. Алгоритм состоит в виде последовательности шагов, определяющих процедуры анализа входного образа с помощью модели нечеткого вывода, предложенной Сугено.

Если процедуры, реализуемые алгоритмом идентификации не приводят к желаемому результату, то осуществляется модификация логического правила, имеющего наибольшее «сходство» с исходной информацией, поступившей на вход нечеткой системы. Эта процедура реализуется путем перестройки исходных значений функций принадлежности с учетом непрерывного изменения динамики объекта и внешней среды. Таким образом, осуществляется динамическая самоорганизация нечеткой системы знаний за счет «наращивания» новых и модификации наиболее «схожих» правил.

ДЛЯ ЗАМЕТОК