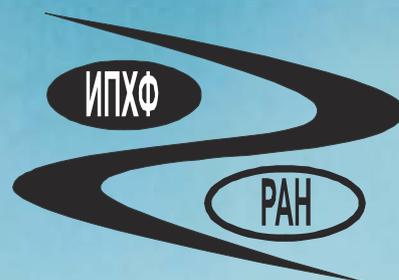


ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ РАН
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ РАН
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ



Тезисы

*научно-координационного
совещания-симпозиума*

**ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ УЛЬТРАКОРОТ-
КИХ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОНЕРАВ-
НОВЕСНЫХ СРЕДАХ.**

**ЭКСПЕРИМЕНТ, ТЕОРИЯ, КОМПЬЮТЕР-
НОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Новый Афон – 2003

ОГЛАВЛЕНИЕ

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА, ФЕМТО- ФИЗИКА И БИОХИМИЯ

Агранат М.Б., Ашитков С.И., Овчинников А.В.
Релаксация электронов и сверхбыстрое плавление в Si и GaAs. стр. 3

Савинцев А.П.
Определение ультракоротких промежутков времени усиления света в активной среде на парах меди. 4

Морозов И.В.
Релаксация в сильнонеравновесной неидеальной плазме с однократно и многократно заряженными ионами. 5

Савицкий А.П., Агранат М.Б., Schutrigkeit T., Felitz T., Kompa C., Michel-Beyerle M.-E.
Роль фемтосекундных процессов в формировании флуоресцирующего состояния цветного белка asCP595. 6

УДАРНЫЕ И ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, РЕЛАКСАЦИЯ ЗА ФРОНТОМ, ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ

Викторов С.Б., Губин С.А.
Влияние фазовых переходов на структуру детонационной волны: аномальный режим детонации. 7

Викторов С.Б., Губин С.А., Маклашова И.В., Ревякин И.И.
О надежном прогнозировании ударно-волновых и детонационных процессов на основе реалистичных уравнений состояния. 8

УДАРНАЯ ПРОЧНОСТЬ ТВЁРДЫХ ТЕЛ. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Канель Г.И.
Физика отрицательных давлений: современное состояние и задачи. 9

Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю.
Чем завершается кривая метастабильного плавления в пределе $T \rightarrow 0$. 10

Воробьев В.С., Лисица В.С., Малышенко С.П.
Термофлуктуационный механизм распыления материалов медленными многозарядными ионами. 11

Куксин А.Ю., Стегайлов В.В.
Моделирование кристалла при отрицательных давлениях. 12

Хищенко К.В.
Уравнения состояния веществ в области отрицательных давлений. 13

ЭЛЕКТРОВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ. МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

- Савватимский А.И.**
Быстрый нагрев металлов и графита. 14
- Потапенко А.И., Чепрунов А.А.**
Численное определение режимов работы лабораторной установки электрического взрыва фольг. 15
- Стегайлов В.В.**
Моделирование плавления перегретого кристалла. 16
- Норман Г.Э.**
Сценарий начальной стадии сверхбыстрого электровзрыва проводника. 17

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНЫХ, ИОННЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С ВЕЩЕСТВОМ

- Ким В.В., Ломоносов И.В., Шутов А.В.**
Методика расчета энерговклада пучка тяжелых ионов в конденсированном веществе в трехмерной постановке. 18
- Карпенко С.В., Савинцев А.П., Темроков А.И.**
Один из возможных механизмов лазерного оптического пробоя предельно чистых ионных диэлектриков. 19
- Шутов А.В.**
Численное моделирование образования трека от иона Хе 128МэВ в свинце в гидродинамическом приближении 20
- Ефремов В.П., Потапенко А.И., Фортгов В.Е.**
Влияние нестационарных процессов в зоне энерговыделения на профиль волн напряжений при импульсном воздействии на многокомпонентные материалы. 21

НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА, ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ, ПРОБОЙ В ГАЗАХ

- Аникин Н.Б., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю.**
Окисление предельных углеводов в стехиометрических смесях с кислородом и воздухом под воздействием однородного наносекундного разряда. 22
- Стариковский А.Ю., Минтусов Е.И., Рупасов Д.В.**
Применение низкотемпературной плазмы в задачах гиперзвуковой аэродинамики и интенсификации горения. 23
- Стариковская С.М., Кукаев Е.Н., Куксин А.Ю., Нуднова М.М., Стариковский А.Ю.**
Применение наносекундного высоковольтного разряда для воспламенения горючих смесей. 24
- Аксенов В.С., Голуб В.В., Губин С.А., Ефремов В.П., Маклашова И.В., Харитонов А.И.**
Взаимодействие скользящего электродугового разряда с высокоскоростным потоком воздуха. 25
- Куриленков Ю.К., Skowronek M.**
Жесткий рентген, быстрые ионы и ядерный микросинтез в наносекундном вакуумном разряде малой энергии. 26

РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И СВЕРХБЫСТРОЕ ПЛАВЛЕНИЕ В Si И GaAs

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

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

*utpr@iht.mpei.ac.ru

Создание в ИТЭС лазерного фемтосекундного комплекса на основе элемента хром-форстерит инфракрасного диапазона спектра излучения, не имеющего аналогов в России и за рубежом, открывает перспективу проведения новых научных исследований, для которых необходимы инфра-красные фемтосекундные импульсы. Одним из таких направлений исследований, где с помощью инфракрасных фемтосекундных импульсов можно получить новую информацию о происходящих процессах, является изучение сверхбыстрых фазовых превращений, происходящих в поверхностном слое различных материалов под действием мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Подобные исследования чрезвычайно актуальны для создания лазерных технологий обработки материалов.

При воздействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов на поверхность полупроводников с энергией кванта излучения больше ширины запрещённой зоны можно создать очень высокую концентрацию электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне (до $10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$), что приводит к плавлению и абляции поверхностного слоя. Однако, до сих пор остаётся открытым вопрос о термической (в результате передачи энергии от электронов решётке) или нетермической (вследствие образования электрон-дырочной плазмы) природе сверхбыстрого плавления. Наиболее полно сверхбыстрые фазовые превращения в широкозонных полупроводниках (Si и GaAs) изучались с помощью оптического отражения фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера и лазера на красителях в pump – probe схеме измерений. Однако, в обоих случаях вследствие большой энергии кванта зондирующего импульса информация о динамике плавления была получена только при концентрации электронов в зоне проводимости $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что не позволяет отличить термическую или нетермическую природу сверхбыстрого плавления.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований релаксации электронов и сверхбыстрого плавления, происходящих в Si и GaAs под воздействием инфракрасных фемтосекундных лазерных импульсов. Измерения проводились при длительности зондирующего импульса ≈ 80 фс, нагревающего ≈ 120 фс и потоках энергии нагревающего импульса в пределах (0,3 ÷ 0,8) Fa, где Fa – порог абляции. В качестве нагревающего импульса в pump – probe схеме измерений было использовано излучение второй гармоники ($\lambda=625 \text{ nm}$, $h\nu \approx 2 \text{ eV}$), а в качестве зондирующего импульса – основное излучение ($\lambda=1250 \text{ nm}$, $h\nu \approx 1 \text{ eV}$) хром-форстерит фемтосекундного лазера. Таким образом, впервые в подобных экспериментах энергия кванта зондирующего излучения меньше ширины запрещённой зоны (Si - $E_g=1.1 \text{ eV}$, GaAs - $E_g=1.4 \text{ eV}$), что позволило изучить процессы электрон-фононной релаксации полупроводника до плавления поверхностного слоя при концентрации электронов в зоне проводимости $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В настоящее время подобные исследования могут быть проведены в мире только на лазерном комплексе ИТЭС. На рис. 1a,b представлены результаты измерений временных зависимостей коэффициента отражения зондирующего импульса для GaAs (рис 1a) и Si (рис 1b), измеренного в центре пятна фокусировки нагревающего импульса.

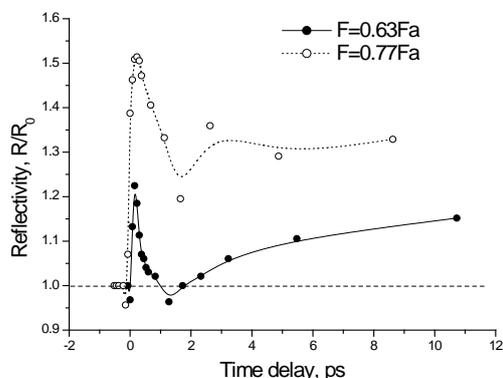


Рис. 1a

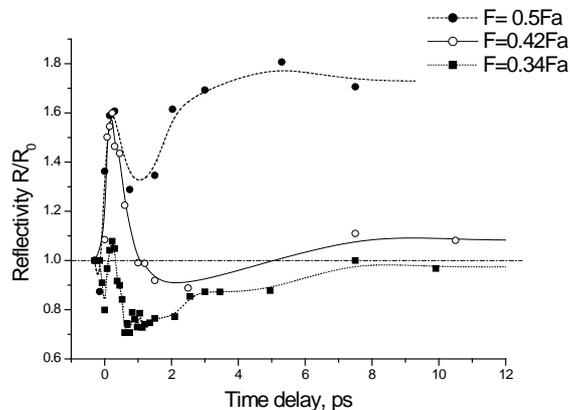


Рис. 1b

Результаты измерений временных зависимостей коэффициента отражения зондирующего лазерного импульса позволили наблюдать и измерить характерные времена электрон-решёточной релаксации до начала плавления, исследовать динамику термического и нетермического плавления.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ПРОМЕЖУТКОВ ВРЕМЕНИ УСИЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ НА ПАРАХ МЕДИ

Савинцев А.П.

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
pnr@kbsu.ru

В лазерах на парах металлов [1] генерация осуществляется на переходах атомов или атомарных ионов. В этом классе лазеров, после включения импульсного разряда и появления в плазме электронов достаточно высокой энергии может начаться заселение верхних возбужденных уровней E_2 электронным ударом. Как правило, скорость возбуждения в разряде наиболее велика для уровня E_2 и значительно превышает скорости возбуждения других уровней, в том числе и нижнего метастабильного уровня E_1 . Поэтому в первые моменты разряда, когда основную роль играет возбуждение с основного состояния, а другие вторичные процессы еще не успевают развиться, на переходе с E_2 на уровень E_1 образуется инверсия населенностей, и может быть осуществлена генерация лазерного излучения. Из-за большого времени жизни метастабильного лазерного уровня E_1 инверсная населенность может поддерживаться до тех пор пока заселенности рабочих уровней E_2 и E_1 не выравняются. Девозбуждение нижнего уровня E_1 осуществляется в промежутках между импульсами возбуждения.

Лазер на парах меди [1,2] имеет наилучшие характеристики генерации среди лазеров на парах металлов. У меди имеются два близко расположенных верхних уровня, эффективно возбуждаемых электронами в разряде, на которых создается инверсия населенностей, и может быть реализовано усиление света на длинах волн 510.6 нм и 578.2 нм. В этой активной среде, с большим коэффициентом усиления, собственное свечение имеет характер сверхсветимости.

Наши исследования промежутков времени усиления в активной среде на парах меди (τ) проводились с активным элементом (АЭ) импульсного лазера на парах меди ГЛ-202 [3]. Длина нагреваемой части разрядного канала АЭ (L) составляла 1050 мм. Как было найдено в [4], наилучшие характеристики в разряде у ГЛ-202 достигались при некотором оптимальном разогреве АЭ. Измерения τ проводились для такого режима питания АЭ.

Использовалась «самоспряженная схема», когда АЭ является как источником, так и усилителем света. Был проведен поиск τ по двух пучковой методике. Изучалось поведение сверхсветимости, отраженной от плоского зеркала и дополнительно усиленной еще за один проход через АЭ - однократно усиленной сверхсветимости (ОУС). ОУС накладывается на сверхсветимость, так, что наблюдается двухпучковая картинка.

Были проведены опыты и с использованием в качестве отражающего элемента уголкового отражателя (УО). Отдельные участки УО посылают свет назад так, что фронт отраженной электромагнитной волны сохраняет форму и ориентацию фронта падающей волны. С использованием УО размер пятна ОУС близок к размеру пятна сверхсветимости, но отраженный от УО свет формирует не равномерно освещенное пятно, а картинку, которая имеет вид сеточки, где чередуются темные и светлые области.

Падающий на отражающий элемент сигнал возникает, можно считать, за счет усиления спонтанной «затравки», от дальнего по отношению к отражателю конца АЭ. Если отодвигать отражатель, то ОУС пропадает при $L+2R > c \cdot \tau$, где R – расстояние от отражателя до ближнего торца разрядного канала, а c – скорость света.

Для нашего АЭ, когда $R \approx 6.5$ м, ОУС исчезает. Таким образом, ГЛ-202 τ не превышает 47 нс. Когда АЭ «перегрет», $R \approx 5.5$ м; однако это уменьшение R происходит из-за снижения коэффициента усиления активной среды, а не связано с ощутимым изменением τ .

1. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. *Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов*. Новосибирск: Наука, 1985.
2. Исаев А.А. и др. // *ПЖЭТФ*. 1972. Т.16. №1. С.40.
3. Беляев В.П. и др. // *Электронная промышленность*. 1981. Вып.5-6. С.82.
4. Савинцев А.П. *Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах*. Томск: СФТИ ТГУ. 1986. Ч.1. С. 131.

РЕЛАКСАЦИЯ В СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С ОДНОКРАТНО И МНОГОКРАТНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ИОНАМИ

Морозов И.В.

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
morozov@ihed.ras.ru*

Методом молекулярной динамики изучается влияние заряда ионов в сильнонеравновесной невырожденной двухкомпонентной неидеальной плазме на характер и скорость релаксационных процессов. Для плазмы с однократно заряженными ионами в работе [1] было показано, что электрон-ионная релаксация после установления локального равновесия в электронной и ионной подсистемах проходит через основных два этапа. Релаксации с экспоненциальным убыванием разности температур, качественно согласующейся с кинетической теорией идеальной плазмы, предшествует этап неэкспоненциальной релаксации. Относительная роль неэкспоненциального этапа возрастает по мере увеличения неидеальности плазмы. Кроме того на этой стадии наблюдаются осцилляции средней кинетической энергии электронов с частотой, близкой к плазменной. В настоящей работе для различного заряда ионов исследуются характерные времена релаксации на обоих этапах релаксации, их зависимости от параметра неидеальности плазмы и соотношения масс электронов и ионов. На основе моделирования выполняется оценка характерного времени релаксации для условий реального эксперимента.

В большинстве экспериментов по ударным волнам, электровзрыву проводников, капиллярному и искровому разрядам, фемтосекундному лазерному нагреву и др. неидеальная плазма создается в условиях больших пространственных градиентов и коротких промежутков времени. Такие условия приводят к возникновению сильной неравновесности и возможной раскачке плазменных колебаний, существенно влияющих на измеряемые параметры плазмы, такие, например, как коэффициент отражения. Как правило экспериментальная плазма является многократно ионизованной. Поскольку начальное состояние плазмы зависит от способа ионизации, в настоящей работе моделировались различные типы начальных условий. Начальные условия первого типа, когда температура ионов существенно превышает температуру электронов, соответствуют ионизации на фронте ударной волны, условия второго типа, когда температура электронов превышает ионную соответствуют нагреву лазерными импульсами или электрическим разрядом. В результате моделирования было обнаружено, что неэкспоненциальная стадия релаксации существенным образом зависит от типа начальных условий, в то время как последующая экспоненциальная стадия зависит от начальных условий довольно слабо и в основном определяется равновесной температурой, достигаемой после окончания релаксации.

Оценки характерного времени релаксации показали, что стандартная теория Ландау дает для неидеальной плазмы скорость релаксации, на несколько порядков превышающую результаты моделирования. Такое различие подтверждается экспериментальными данными по ударным волнам в алюминии и кремнии [2,3]. Для экспериментальных условий [3] время экспоненциальной релаксации находится в пикосекундном, а неэкспоненциальной релаксации в фемтосекундном диапазонах.

1. Morozov I.V., Norman G.E., Valuev A.A. // *Phys. Rev. E* 2001, V. 63, P. 036405.
2. Ng A., Celliers P., Hu G., Forsman A. // *Phys. Rev. E* 1995 V. 52, P. 4299.
3. Riley D., Woolsey N.C., McSherry D., Weaver I., Djaoui A., Nardi E. // *Phys. Rev. Lett.* 2000 V. 84, P. 1704.

РОЛЬ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ ФЛУОРЕСЦИРУЮЩЕГО СОСТОЯНИЯ ЦВЕТНОГО БЕЛКА asCP595

Савицкий А.П.^{1}, Агранат М.Б.²,
Schutrigkeit T.³, Felitz T.³, Kompa C.³, Michel-Beyerle M.-E.³*

¹*Институт биохимии им.А.Н.Баха РАН, Москва*

²*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

³*Technische Universität München, Germany*

**apsavitsky@inbi.ras.ru*

Цветные белки, кодируемые одним геном, в настоящее время широко используются в качестве генов маркеров в биотехнологии. В процессе биосинтеза в белке из нескольких аминокислот автокаталитически формируется хромофорная группа. Белок asCP595 впервые был выделен из кораллов как пример не флуоресцирующего хромофорного белка, кодируемого одним геном. Однако при интенсивном освещении в максимуме поглощения белок начинает флуоресцировать. Зависимость интенсивности флуоресценции от мощности облучения носит квадратичный характер, при этом спектр возбуждения флуоресценции оказывается сдвинут в область более коротких длин волн на 4 нм по сравнению со спектром поглощения. Кинетика затухания флуоресценции является многоэкспоненциальной с характеристическими временами 0,2-3,0 нс. Соотношение компонент в кинетике затухания слабо меняется в зависимости от рН и концентрации белка, но сильно зависит от интенсивности облучения. По мере увеличения мощности облучения увеличивается доля долгоживущей компоненты. Опыты по восстановлению основного состояния после фемтосекундного облучения показывают, что 89% восстанавливается в основное состояние с характеристическим временем 405 фс и 11% с характеристическим временем 4,01 пс. На основании полученных данных предложена схема формирования флуоресцирующего состояния asCP595 включающая поглощение второго фотона промежуточным состоянием со временем жизни порядка 4 пс и образованием долгоживущего состояния, ответственного за флуоресценцию с временами жизни 0,2-3,0 нс.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НА СТРУКТУРУ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ: АНОМАЛЬНЫЙ РЕЖИМ ДЕТОНАЦИИ

Викторов С.Б.^{*}, Губин С.А.^{**}

Московский государственный инженерно-физический институт

^{*}sb_victorov@mail.ru, ^{**}gubin@kaf04.mephi.ru

Продукты детонации (ПД) взрывчатых систем представляют собой сложные многокомпонентные смеси веществ, в которых могут происходить разнообразные химические превращения, в т.ч. и фазовые переходы. В этой работе показано, что фазовые переходы сильно влияют на параметры детонации взрывчатых веществ (ВВ) и структуру детонационной волны и могут вызвать необычный режим устойчивой детонации, который мы назвали аномальным режимом детонации. Аномальный режим детонации имеет целый ряд особенностей, проиллюстрированных в настоящей работе на примере нескольких углеродсодержащих ВВ, у которых аномальная детонация вызывается фазовым переходом графита в алмаз. К числу этих особенностей относятся невыполнение классического условия Чепмена–Жуге (ЧЖ) $D - u_L = c$ (где D – скорость детонации, u_L – массовая скорость, c – местная скорость звука), резкое изменение наклона зависимости скорости детонации от начальной плотности ВВ ρ_0 со сложным нелинейным поведением этой зависимости, скачок и необычное поведение зависимости давления ПД от ρ_0 и т.д. Расчеты предсказывают, что происходящий в ПД фазовый переход графит–алмаз может вызывать аномальный режим детонации у многих углеродсодержащих ВВ в некоторых диапазонах их начальной плотности. Это послужило причиной выбора именно этого фазового перехода для демонстрации основных характерных черт аномальной детонации.

Одной из наиболее интересных особенностей аномального режима детонации является наличие звуковой плоскости, где число Маха равно единице, в волне разрежения. Таким образом, при аномальной детонации детонационная волна имеет двухфронтную структуру. Первый фронт может классически рассматриваться как конец зоны реакции, однако здесь не выполняется условие ЧЖ, второй фронт – это звуковая плоскость в волне разрежения. Дальнейшие теоретические исследования необходимы, чтобы точно ответить на вопрос, является ли стационарным весь комплекс, включающий детонационный фронт и звуковую плоскость. Наши газодинамические расчеты показывают, что параметры в звуковой плоскости постоянны во времени, а расстояние между двумя фронтами изменяется со временем лишь незначительно. В настоящее время мы рассматриваем комплекс как псевдостационарный и работаем над упомянутой проблемой.

Показано, что профили массовой скорости и давления имеют характерный перегиб в месте расположения звуковой плоскости, который при анализе экспериментально полученных профилей может быть идентифицирован как точка ЧЖ, хотя истинная плоскость ЧЖ находится при более высоких давлениях. Это позволило объяснить противоречивость опытных данных разных авторов для давления ПД и ширины зоны реакции тротила. Оказалось, что более высокие измеренные давления детонации точно согласуются с расчетными значениями давления в псевдо-плоскости ЧЖ, более низкие практически совпадают с предсказанными давлениями в звуковой плоскости в волне разрежения. Таким образом, модель аномальной детонации согласуется со всеми противоречивыми данными по давлению ПД тротила. В настоящей работе предлагается методика вычисления параметров в звуковой плоскости, основанная только на термодинамических расчетах и не требующая проведения газодинамического моделирования, обычно используемого при исследовании волн разрежения.

Необходимо отметить, что все полученные результаты не являются следствием использования конкретных уравнений состояния (УРС) ПД. Мы показываем, что факт возникновения аномальной детонации и все основные особенности этого режима детонации инвариантны относительно применяемых УРС ПД.

Все примеры в этой работе даны для случая фазового перехода графит–алмаз, который, как предсказывают расчеты, происходит в ПД многих углеродсодержащих ВВ. Однако, углерод не следует рассматривать как единственное вещество, чьи фазовые превращения в ПД способны вызвать аномальный режим детонации. Например, в недавней работе одного из авторов показано, что аномальная детонация может реализовываться и в алюминизированных ВВ из-за плавления оксида алюминия Al_2O_3 . Мы полагаем, что аномальная детонация ВВ является распространенным явлением и может вызываться фазовыми переходами разных веществ.

О НАДЕЖНОМ ПРОГНОЗИРОВАНИИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ РЕАЛИСТИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Викторов С.Б.* , Губин С.А. , Маклашова И.В., Ревякин И.И.**
Московский государственный инженерно-физический институт
*sb_victorov@mail.ru, **gubin@kaf04.mephi.ru

При решении практических задач в различных областях науки и техники часто возникает необходимость в расчете состава и термодинамических параметров сложных многокомпонентных химически реагирующих систем, находящихся при экстремально высоких давлениях и температурах. Традиционно в таких случаях используют полуэмпирические уравнения состояния (УРС), параметры которых предварительно калибруются по тем или иным экспериментальным данным об изучаемом процессе. Однако, такой подход, хотя и приводит к получению удовлетворительных расчетных значений для той физической величины, по которой производилась калибровка УРС, часто может давать неверные результаты для других величин, которые не использовались при определении параметров УРС. Например, при моделировании ударно-волновых и детонационных процессов в конденсированных средах, типичными условиями, протекания которых являются температуры порядка нескольких тысяч Кельвинов и давления в десятки и сотни тысяч атмосфер, для описания свойств газовой (флюидной) фазы продуктов очень широко применяется УРС ВКВ. Параметры этого УРС обычно определяются из условия наилучшего согласия между рассчитанными и измеренными значениями скорости детонации для некоторого эталонного ряда взрывчатых веществ (ВВ). Соответственно, предсказанные по УРС ВКВ скорости детонации хорошо согласуются с экспериментальными данными для эталонных веществ и удовлетворительно – для других ВВ. Прочие же параметры продуктов детонации (ПД) часто не удается предсказывать удовлетворительно, используя данное УРС, которое, например, в большинстве случаев значительно занижает температуру ПД. Таким образом, УРС ВКВ, да и другие полуэмпирические УРС, не обеспечивают надежного прогнозирования термодинамических свойств многокомпонентного флюида при высоких давлениях и температурах и могут использоваться только в частных прикладных задачах.

Значительно лучшие результаты могут быть получены при применении теоретически обоснованных УРС, построенных на базе реалистичных потенциалов взаимодействия молекул и имеющих достаточно строгое обоснование в статистической механике и молекулярной динамике. В настоящей работе для описания термодинамических свойств флюидной фазы ПД использовались УРС, полученные на основе интегральной теории HMSA для парных функций распределения молекул и термодинамической теории возмущения KLRR. Обе теории обеспечивают хорошее согласие избыточных термодинамических свойств чистого однокомпонентного флюида с компьютерными экспериментами Монте Карло для разных типов потенциалов взаимодействия молекул, в т.ч. и для примененных в данной работе потенциалов вида Exp-6. Для сферически несимметричных молекул использовались модифицированные потенциалы Exp-6 с глубиной потенциальной ямы, зависящей от температуры. Многокомпонентные флюидные смеси, которыми являются ПД и ударно-волновых превращений, рассматривались в рамках модели эффективного однокомпонентного флюида vdW1f. Вычисления выполнялись термодинамическим компьютерным кодом TDS.

Потенциальные параметры индивидуальных ПД (N_2 , N, H_2O , CO_2 , CO, NH_3 , NO, CH_4 , O_2 , O, H_2 , H и OH) определялись путем сопоставления с имеющимися экспериментальными данными по динамическому и статическому сжатию веществ. Никакие детонационные характеристики ВВ при этом не использовались. Тем не менее, было получено хорошее согласие расчетных параметров детонации (скорость детонации, давление, температура ПД и т.д.) с соответствующими измеренными величинами для широкого ряда ВВ, причем точность прогнозирования скорости детонации оказалась даже выше, чем при применении откалиброванного именно по этой величине УРС ВКВ. Таким образом, по сравнению с даже лучшими полуэмпирическими УРС ПД, использование теоретически обоснованных УРС позволяет предсказывать детонационные характеристики ВВ более точно, а следовательно, обеспечивает и более надежное описание термодинамических свойств многокомпонентного флюида в целом. Предлагаемая теоретическая методика совместно с кодом TDS являются эффективными средствами для термодинамического моделирования состояний вещества при высоких давлениях и температурах и позволяют учитывать такие характерные для высоких давлений и температур явления как диссоциация и ионизация молекул, расслоение многокомпонентных флюидов на несколько фаз и т.д.

ФИЗИКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ЗАДАЧИ

Канель Г.И.

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
kanel@ficsp.ac.ru*

В отличие от газов, твердые тела и жидкости обладают сопротивлением растяжению. Вследствие этого, в конденсированных веществах возможны отрицательные давления. В экспериментах с импульсами ударно-волновой нагрузки наносекундных длительностей удается создавать чрезвычайно большие растяжения твердых тел, при которых величины отрицательных давлений (растягивающих напряжений) могут достигать 15 ГПа и более. Тем самым открываются перспективы изучения полиморфных и фазовых превращений и других явлений в твердых телах в новой экзотической области параметров состояния. В исследованиях такого рода неизбежно встает вопрос об уравнении состояния вещества при столь больших растягивающих напряжениях. Поскольку состояния конденсированного вещества в области растяжения метастабильны, встает вопрос о возможной долговечности этих состояний и влиянии различных структурных факторов на долговечность. Распад или разрушение материала при растяжении определяет его прочность; при этом реализуемое сопротивление разрушению тем выше, чем больше скорость приложения нагрузки (или чем меньше время растяжения). Существует понятие «предельной» или «идеальной» прочности конденсированного вещества, соответствующей напряжению абсолютной потери его устойчивости ($dp/dV=0$).

В настоящее время опубликованы десятки экспериментальных и теоретических работ, так или иначе связанных с изучением физических свойств вещества при растяжении, совокупность которых позволяет говорить о формировании физики отрицательных давлений. В докладе на основе литературных и собственных данных обсуждаются различные аспекты этой области науки, включая основные задачи исследований, методы генерации больших отрицательных давлений при отражении импульса сжатия от поверхности, результаты измерений прочности твердых тел в различных структурных состояниях в зависимости от скорости деформирования и температуры, некоторые результаты молекулярно-динамического моделирования растяжения кристаллов, возможные способы и результаты исследований сжимаемости в области отрицательных давлений, расчетные и экспериментальные данные о возможности реализации полиморфизма и плавления твердых тел при растяжении.

ЧЕМ ЗАВЕРШАЕТСЯ КРИВАЯ МЕТАСТАБИЛЬНОГО ПЛАВЛЕНИЯ В ПРЕДЕЛЕ $T \rightarrow 0$

Иосилевский И.Л.* , Чигвинцев А.Ю.
Московский физико-технический институт
*ilios@orc.ru

Современные успехи техники динамического эксперимента по достижению глубоких отрицательных давлений метастабильного (растянутого) состояния конденсированного вещества, как кристалла [1], так и жидкости [2], (см. также обзор [3]), а также успехи в численном моделировании таких состояний [4, 5], делают содержательным и экспериментально проверяемым вопрос о том, чем завершается кривая метастабильного плавления при $T \rightarrow 0$. Гипотетические сценарии такого завершения анализируются в настоящей работе, опираясь на исследование параметров и структуры метастабильных фазовых переходов в однокомпонентной модели плазмы {ОСР(с)} [6]. Вопреки существующим ожиданиям гипотетически возможного достижения кривой плавления нулевой изотермы $T = 0$ [3, 7], в настоящей работе как более вероятный предсказывается т. наз. «спинодальный распад» зоны плавления при конечной температуре, происходящий при неизбежном пересечении кривой заморзания жидкости со спиноподалью метастабильного жидкого состояния [8, 9]. Помимо модели ОСР вероятность сценария «спинодального распада» плавления при $T \rightarrow 0$ обосновывается и для более реалистичных моделей с короткодействующим межчастичным отталкиванием и конечным притяжением (напр. с потенциалом Леннарда – Джонса и др.)

Кроме двух вышеуказанных сценариев завершения метастабильного плавления обсуждаются и два более экзотических сценария, реализуемые в модельных ситуациях: (А) – единая межфазная граница сосуществования кристалл-флюид, представляющая собой гладкую суперпозицию плавления и сублимации *без метастабильного плавления*; (Б) – «спинодальный распад» при $T > 0$, но уже в разреженной (и метастабильной) части необычной по своей структуре гипотетической фазовой диаграммы [6] с аномальным (обратным) взаиморасположением тройной и критической точек.

Следует особо подчеркнуть то обстоятельство, что все сделанные выше утверждения о характере завершения зоны плавления при $T \rightarrow 0$ в принципе проверяемы, как в модели ОСР(с), так и в иных моделях с комбинацией мягкого отталкивания с конечным по протяженности притяжением, в рамках техники DNS (прямого моделирования методами Монте-Карло, Молекулярной Динамики и др.). Проблемой является необходимость выхода за пределы моделирования одной метастабильной фазы [10] и создания и одновременного удержания в течение конечного времени глубокого метастабильного состояния двух сосуществующих фаз с отрицательным давлением. Сегодня уже накоплен определенный опыт и свои специфические приемы такого моделирования двухфазных систем (напр. [11]), что позволяет надеяться на прогресс в моделировании обсуждаемой проблемы.

1. Kanel G., Razorenov S. et al. // *J. Appl. Phys.* 90 (1) 136 (2001).
2. Уткин А.В., Сосиков В.А., Богач А.А. в сб.: «Физика экстремального состояния вещества-2001» (ИХПФ, Черноголовка, 2002) с.44.
3. Скрипов В.П. Файзуллин М.З. // *ТВТ* 37 (5) 814 (1999)
4. Bauer G., Ceperley D., Goldenfeld N. // *Phys. Rev. B* 61 9055 (2000)
5. Синько Г.В., Смирнов Н.А. в сб.: «Физика экстремального состояния вещества-2001» /Ред. В.Е.Фортвов, Изд. ИХПФ, Черноголовка, 2002, с.19.
6. Иосилевский И.Л. // *ТВТ* 23 1041 (1985); Iosilevski I., Chigvintsev A. in *Physics of Strongly Coupled Plasmas* /Eds W.Kraeft and M.Schlages, (World Scientific, 1996) p.145.
7. Хищенко К.В., Фортвов В.Е. сб.: «Физика экстремальных состояний вещества», /Ред. В.Е.Фортвов, изд. ИХПФ, Черноголовка, 2002, с.68.
8. Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю. Труды X-й конференции по теплофизике – 2002, (Приложение к журналу «Бутлеровские сообщения», (Казань), вып. № 10, с.128, 2002).
9. Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю. Электронный журнал "Investigated in Russia" 2003, с.20 <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/003.pdf>
10. Стегайлов В.В. в сб.: «Физика экстремального состояния в-ва» (ИХПФ, Черноголовка, 2002) с.46.
11. Morris J.R., Wang C.Z., Ho K.M., Chan C.T. // *Phys. Rev. B* 49 (5) 3109 (1994).

ТЕРМОФЛУКТАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ МЕДЛЕННЫМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Воробьев В.С.* , Лисица В.С., Малышенко С.П.

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

*vrbv@mail.ru

Показано, что сильное электрическое поле медленного высокозаряженного иона, приближающегося к поверхности диэлектрика, приводит к формированию растянутой метастабильной приповерхностной области, в которой спонтанно могут возникнуть образующие перколяционный кластер каверны, что приводит к разрушению этой области (взрывная эрозия). Найденные зависимости объема области разрушения от заряда и массы налетающего иона находятся в качественном согласии с экспериментальными данными по распылению поверхностей LiF и SiO_2 медленными ионами Ar^{9+} и Xe^{9+} .

Распыление поверхности металлов и диэлектриков играет важную роль при исследованиях взаимодействия плазмы с твердым телом. В частности, эти проблемы актуальны для взаимодействия плазмы со стенкой и диверторными пластинами в установках с магнитным удержанием. Устоявшийся подход к описанию этих эффектов основан на рассмотрении кинетики взаимодействия распыляющих ионов с ионами поверхности с последующим выходом последних из материала поверхности, подвергающейся воздействию потоков налетающих ионов. В последние годы большой интерес приобрели эффекты, связанные с воздействием на поверхность относительно медленных многозарядных ионов.

В недавних экспериментах по воздействию медленных многозарядных ионов на поверхности некоторых диэлектриков обнаружено резкое увеличение числа распыленных ионов в зависимости от заряда иона Z [1-3]. Число распыленных ионов слабо зависит от массы иона и возрастает с ростом его заряда примерно как Z^2 . Распыление поверхности LiF более сильное, чем SiO_2 . Количество распыляемых атомов на один падающий ион в этих опытах доходит до величин порядка сотни при достаточно высоких зарядах ионов. Это указывает на то, что потенциальная энергия, запасенная в виде высокого потенциала ионизации многозарядного иона, достаточно эффективно распределяется между многими атомами распыляемого материала и область разрушения имеет макроскопические размеры. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на применимость термодинамического подхода для рассмотрения обсуждаемых эффектов. В [1-3] для интерпретации этих экспериментальных результатов использовалась модель «кулоновского взрыва [4]» и defect-mediated sputtering [1]. Обе модели связаны с перезарядкой, эффектом Оже и другими процессами, происходящими, когда ион находится на достаточно малых расстояниях от поверхности образца и применимы скорее для быстрых ионов. Вместе с тем, воздействие медленных многозарядных ионов на поверхность начинает проявляться на больших по отношению к моделям [1-3] расстояниях, создавая в приповерхностном слое материала поверхности области растянутого напряженного состояния. При достаточно больших напряжениях может вызвать локальное разрушение поверхностного слоя – его эрозию.

1. T. Neidhart, F. Pichler, F. Aumayr, HP. Winter, M. Schmid, and P. Vagra. // *Phys. Rev. Lett.* 74, 5280, (1995).
2. M. Sporn, G. Libiseller, M. Schmid, F. Aumayr, HP. Winter, and P. Vagra. // *Phys. Rev. Lett.* 79, 945, (1997).
3. HP. Winter and F. Aumayr. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 32, R39, (1999).
4. I. S. Bitensky, M. N. Murakhmetov, and E. S. Parilis // *Sov. Phys. Tech. Phys.* 24, 618 (1979).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛА ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Куксин А.Ю.* , Стегайлов В.В.**

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
*lyi-kuksin@mail.ru, **stegailov@ihed.ras.ru

Вещество в твердом и жидком состоянии может существовать при отрицательных значениях давления $P < 0$, т.е. в растянутом состоянии. Растянутое твердое тело, вообще говоря, характеризуется тензором напряжений σ_{ij} , при этом (гидростатическое) давление $P = -\sigma_{ii}/3$. “Растянутое” состояние вещества метастабильно, т.е. через некоторое конечное время происходит спонтанная релаксация: возникают микротрещины, отдельные группы атомов испытывают перестройки, при которых локальные напряжения уменьшаются – происходит пластическая деформация.

Линию фазового равновесия тв.тело-жидкость возможно продолжить за тройную точку. Обе существующие фазы находятся при этом в растянутом состоянии и удовлетворяют условию равенства химпотенциалов $\mu_{\text{крист}} = \mu_{\text{жс}}$. Существует ряд фундаментальных проблем, касающихся общего вида фазовых диаграмм веществ в области отрицательных давлений. Интерес представляет область пересечения линии плавления и спинодали жидкого состояния [1]. Можно рассматривать асимптотику спинодали твердого тела в область отрицательных давлений [2].

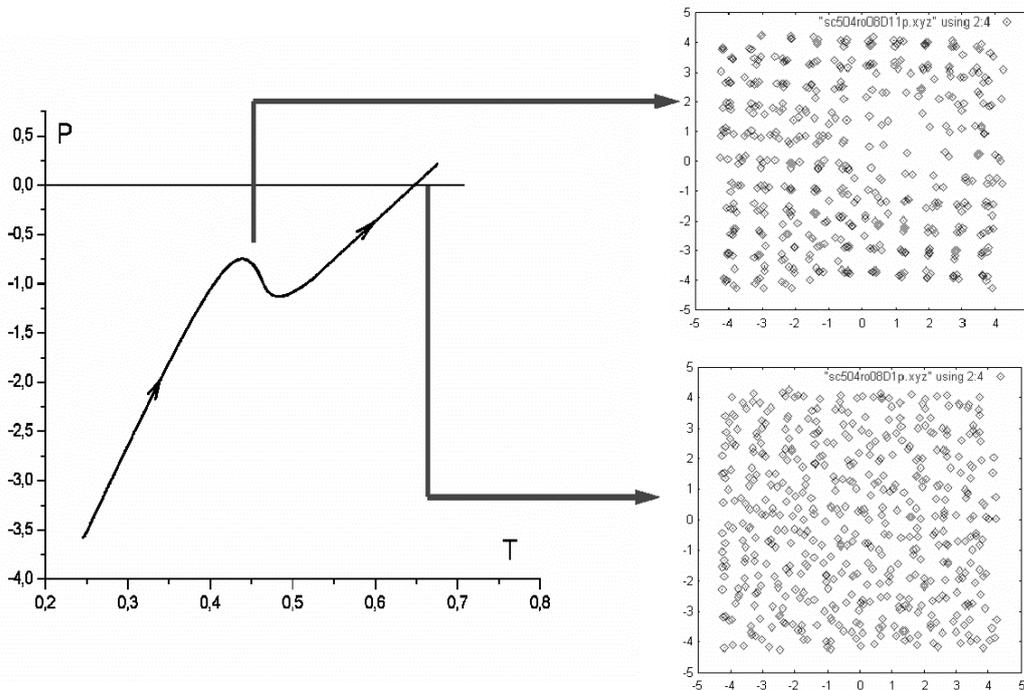


Рис. Образование полости и плавление при изохорическом нагреве перерастянутого г.ц.к. кристалла, частицы которого взаимодействуют по потенциалу Леннарда-Джонса $U(r) = 4\epsilon[(\sigma/r)^{12} - (\sigma/r)^6]$. Сплошной линией показана эволюция системы в терминах давления P и температуры T (в единицах ϵ/σ^3 и ϵ соответственно). Плотность $\rho = 0.8\sigma^3$. Показаны примеры структуры частиц в расчетной ячейке (в ортогональной проекции всех частиц на плоскость).

В настоящее время ведутся экспериментальные исследования сильно “растянутых” тв. тел [3] и жидкостей [4]. В свою очередь компьютерное моделирование методами молекулярной динамики является хорошо подходящим способом исследования процессов структурной релаксации.

В данной работе представлены наши первые результаты по моделированию перерастянутого идеального леннарда-джонсовского кристалла.

1. Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю. // *Электронный журнал "Investigated in Russia"* 2003, с.20 <http://zhurnal.apc.relarn.ru/articles/2003/003.pdf>
2. Скрипов В.П. Файзуллин М.З. (2003) в печати.
3. Kanel G., Razorenov S. et al. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 90 № 1. P. 136-143.
4. Уткин А.В., Сосиков В.А., Богач А.А. в сб.: «*Физика экстремального состояния вещества-2001*» (ИХПФ, Черногоровка, 2002) с.44.

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Хищенко К.В.

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
konst@ihed.ras.ru*

Вещество при отрицательном давлении может существовать лишь в метастабильном состоянии кристалла, жидкости или смеси твердой и жидкой фаз. Такие состояния реализуются в различных быстропротекающих процессах при воздействии интенсивных потоков энергии на конденсированные среды [1, 2]. Для создания адекватных физических моделей этих процессов необходимо знание свойств вещества как в стабильных, так и метастабильных состояниях в широком диапазоне температур и давлений, включая область растягивающих напряжений.

В данной работе проводится полуэмпирическое описание термодинамических характеристик металлов (натрий, калий, алюминий, вольфрам и др.) при отрицательных давлениях. Для уточнения параметров холодных кривых кристаллов привлекаются результаты первопринципных расчетов изомеры $T = 0$ К при плотностях ниже нормальной [3]. В отличие от известных ранее многофазных уравнений состояния [4] предложена новая методика нахождения кривой холодного сжатия при $T = 0$ К, а также изменена форма записи отдельных составляющих термодинамического потенциала, что позволило более корректно учесть вклад теплового движения атомов кристаллической решетки и жидкости при $T \rightarrow 0$ К, а также эффекты плавления. За счет этого удалось распространить описание свойств и фазовых превращений металлов на новую область метастабильных состояний при отрицательных давлениях.

1. Kanel G.I., Razorenov S.V., Baumung K., Singer J. // *J. Appl. Phys.* 2001. V.90. №1. P.136–143.
2. Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Воробьев В.С., Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. // *ТВТ.* 2001. Т.39. С.728–742.
3. Синько Г.В., Смирнов Н.А. // *Физика экстремальных состояний вещества — 2003* Под ред. Фортова В.Е. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН, 2003. С.120–125.
4. Bushman A.V., Fortov V.E. // *Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys.* 1987. V.1. P.219–336.

БЫСТРЫЙ НАГРЕВ МЕТАЛЛОВ И ГРАФИТА

Савватимский А.И.

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
savlab@iht.mpei.ac.ru*

Рассматриваются экспериментальные исследования свойств металлов и графита при их нагревании импульсом электрического тока или импульсом лазерного излучения.

Импульсный нагрев электрическим током

Микросекундный нагрев показал, что представления М.М.Мартынюка о перегреве металлов в точке плавления - необоснованны. При микросекундных временах перегрев не наблюдается. Наносекундный нагрев проволоки диаметром ~ 14 микрон за 30 наносекунд показал, что в области плавления вольфрама фиксируются энергии, соответствующие равновесному фазовому переходу (Рахель А.Д., Саркисов Г.С.). По их данным время релаксации для начала объемного испарения вольфрама при наносекундном нагреве значительно *меньше 1 наносекунды*. Короткое нагревание при высокой удельной мощности тепловыделения дает значительный рост инерционного давления, порядка 80 кбар за ~ 2 нс. Это давление довольно резко падает после преодоления инерционного эффекта, что приводит в конце опыта к тривиальному взрыву проводника. В отличие от этого эксперименты Коробенко В.Н., Рахель А.Д., Савватимского А.И., Фортова В.Е. по нагреву фольг в плоских сапфировых ячейках, дают непрерывный рост давления до давлений 80-100 кбар в лабораторных условиях. В работе Рахель А.Д. и Саркисова Г.С. подтвержден эффект роста удельного электросопротивления жидкого вольфрама от давления, обнаруженного в 1981 г. (Иванов В.В., Савватимский А.И.).

Импульсный нагрев лазером

Рассматриваются опыты Доунера (1993 год) по фемтосекундному лазерному нагреву анизотропного графита (HOPG). Из измерения (за единицы пикосекунд) отражательных характеристик графита получено электросопротивление жидкого углерода: 625 ± 75 мкОм·см (давление больше 10 кбар). Это значение электросопротивления согласуется с микросекундными измерениями 1986 года Лебедева С.В., Савватимского А.И. (~ 700 мкОм·см) и с данными, полученными за 1,5 микросекунды Коробенко В. и Савватимским А.И. в 1998 году, 730 мкОм·см ($\pm 7\%$), для плотности жидкого углерода 1.8 г·см^{-3} (давление - десятки кбар).

Таким образом, жидкий углерод - слабо проводящее вещество (по градации А.Р.Регеля имеющий полупроводниковую проводимость). Особенность опытов Доунера состоит в том, что после расплавления, электросопротивление жидкого углерода падает с вводом энергии ("плазма плотности твердого тела"), в отличие от металлов. По нашим данным электросопротивление жидкого углерода остается константой в жидком состоянии с вводом энергии. По данным Доунера, квазиравновесная электронно-ионная температура и молекулярная структура жидкости устанавливаются за *1 пикосекунду*.

М.Б.Агранат нагревал поверхность анизотропного графита (размер зерна 10-30 нм) как плоскость "а", так и плоскость "с". Под действием импульса лазерного излучения приповерхностный слой плавится с характерным временем меньше *3 пикосекунд* (гомогенное плавление по данным автора). Расплавленный на плоскости "с" графит гораздо быстрее остывал за счет высокой теплопроводности вглубь образца, $\sim 3000-4000 \text{ Вт·м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ (Ю.С.Виргильев). Именно поэтому, как считает М.Б.Агранат, графит весь переходил в аморфное состояние. Более медленное остывание расплавленного на "а" плоскости графита происходило за счет низкой теплопроводности между слоями, $\sim 6-40 \text{ Вт·м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ (Ю.С.Виргильев). В этом случае после остывания часть графита переходит в аморфное состояние, а другая часть сохраняет исходную структуру.

ЧИСЛЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ФОЛЬГ

Потапенко А.И.* , Чеprунов А.А.

Центральный физико-технический институт МО РФ

*potapenko@ihed.ras.ru

В настоящей работе проведено расчетное определение требуемых параметров электроразрядной установки (емкости накопительных конденсаторов, напряжения на обкладках, индуктивность цепи и др.), используемой для формирования на преграде механических импульсов в широком диапазоне амплитудно-временных характеристик. Исследовалось влияние определяющих факторов на электрические, энергетические и гидродинамические характеристики электровзрыва плоских фольг. Задача решалась в одномерном приближении магнитной радиационной газовой динамики [1].

Проведены исследования зависимости электрических параметров электровзрыва фольги от подводимой мощности в различных диапазонах отношений подводимой энергии к массе фольги. Получены зависимости (рис.1) амплитудно-временных параметров реализуемых механических импульсов от параметров установки (зарядного напряжения и характеристик фольги).

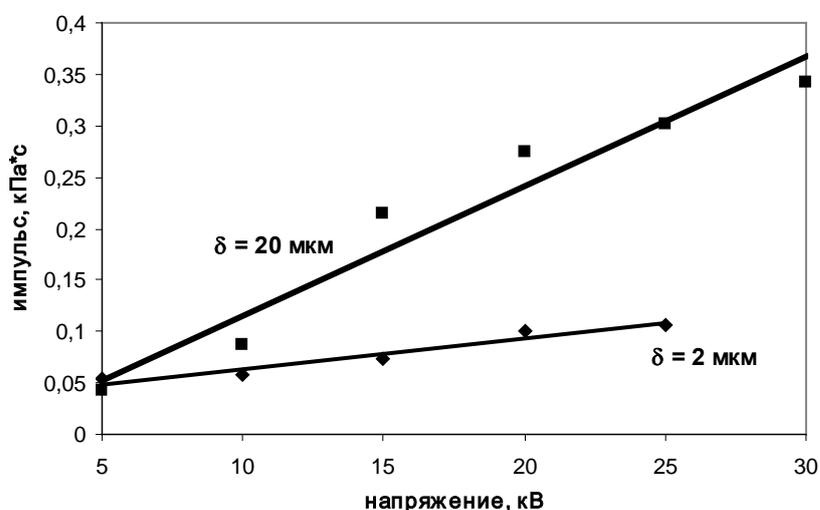


Рис. Расчетные значения и аппроксимационные зависимости реализуемых импульсов давления для алюминиевой фольги.

В работе показано, что повышение энергоемкости электроразрядной установки, увеличение толщины фольги, уменьшение индуктивности цепи приводят к увеличению давления. Выбор материала фольги с меньшим удельным сопротивлением ведет также к увеличению импульса давления. Увеличение индуктивности разрядной цепи и толщины фольги ведет к увеличению длительности импульса давления.

Выбраны и обоснованы режимы работы электроразрядной установки для практически важных приложений.

1. Романов Г.С., Сметанников А.С. Моделирование плоского сильноточного разряда. Расчет динамики разряда в МРГД-приближении // *ТВТ*, 1990. т. 28, вып. 2, с. 209-215.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО КРИСТАЛЛА

Стегайлов В.В.

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
stegailov@ihed.ras.ru*

При температуре плавления T_m выполняется равенство химического потенциала твердой и жидкой фаз под одинаковым давлением: $\mu_m(P, T_m) = \mu_{жс}(P, T_m)$. При $T = T_m$ поверхность раздела фаз находится в равновесии. Если $T > T_m$ ($T < T_m$), то фазовая граница смещается в сторону роста объемной доли жидкости (твердого тела). Перегрев твердого тела, вообще говоря, возможен только в специфических условиях [1, с.611], т.к. при $T > T_m$ начинается образование жидкости на открытой поверхности, а также на границах зерен границах и дефектах кристаллической структуры. Эти процессы были изучены на микроскопическом уровне при помощи компьютерного моделирования методом молекулярной динамики (МД) [2,3]. Подобный механизм плавления соответствует гетерогенной нуклеации [4,5]. В тоже время идеальная решетка без дефектов и открытой поверхности устойчива в некоторой области перегревов $\Delta T = T - T_m > 0$. Механизмом плавления в этом случае является гомогенная нуклеация, т.е. флуктуационное спонтанное образование зародыша жидкости. При небольших перегревах доминирующим (по скорости) процессом плавления является гетерогенная нуклеация, однако в области больших перегревов доминирующим механизмом плавления становится гомогенная нуклеация. Такие условия могут реализовываться в экспериментах по наносекундным электровзрывам металлических микропроволочек и ударноволновому сжатию.

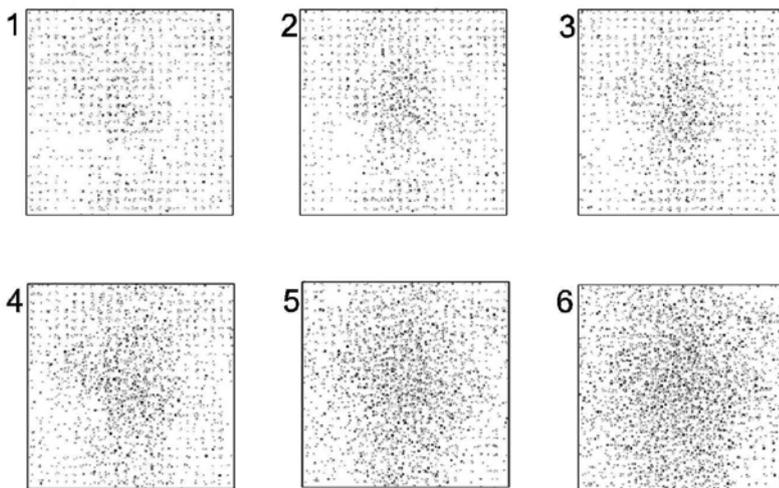


Рис. Иллюстрация гомогенной нуклеации при нагреве. Исходная структура частиц в МД ячейке (в периодических граничных условиях) соответствует г.ц.к. решетке без дефектов. Число частиц $N=6912$. Представлены последовательные стадии возникновения и роста зародыша жидкости. На рисунке показан «взгляд с боку» на расчетную ячейку. Отклонение частицы от равновесного положения в решетке показано цветом: чем оно больше, тем темнее цвет частицы (частицы, отклонившиеся от положения равновесия слабо, не показаны)

В данной работе методом МД исследуется гомогенная нуклеация при плавлении идеального модельного кристалла в стационарных условиях и при нагреве с постоянной скоростью. Результаты расчетов позволяют определить температурную зависимость частоты нуклеации. Получена зависимость максимально достижимой температуры (до начала процесса разупорядочивания решетки в условиях однородного объемного нагрева) от скорости нагрева. Предложена оценка кинетического предела устойчивости перегретого твердого тела. При помощи соотношений из классической теории зародышеобразования проведена экстраполяция в область параметров, недоступных для непосредственного расчета (по количество частиц в системе и скорости нагрева).

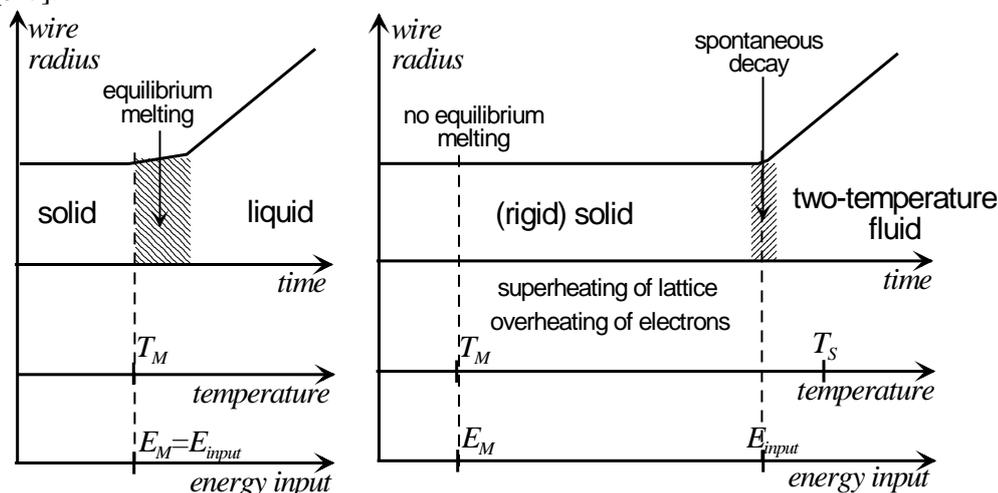
1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика*, Ч.1 под ред. Питаевский Л.П. - М.: Физматлит, 2001. С. 616.
2. Lutsko J.F., Wolf D., Phillpot S.R., Yip S. // *Phys. Rev. B*. V. 40. 1989. P. 2841-2855.
3. Huang J., Meyer M., Pontikis V. // *Phys. Rev. B*. V. 42. 1990. P. 5495-5504.
4. Скрипов В.П., Коверда В.П. *Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей*. – М.: Наука, 1984. 232 с.
5. Ma D., Li Y. // *J. Phys.: Condens. Matter*. V. 12. 2000. P. 9123-9128.

СЦЕНАРИЙ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СВЕРХБЫСТРОГО ЭЛЕКТРОВЗРЫВА ПРОВОДНИКА

Норман Г.Э.

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва
henry_n@orc.ru, norman@ihed.ras.ru

Ландау и Лифшиц утверждали, что перегрев, т.е. образование метастабильного состояния твердого тела с открытой поверхностью, вообще говоря, невозможен, поскольку образование жидкого слоя на поверхности плавящегося тела не связано с затратой работы на образование новой поверхности [1]. При этом имелись в виду относительно медленные процессы нагрева. Однако этот запрет теряет свою справедливость при переходе к сверхбыстрым процессам нагрева, ставшими доступными для экспериментальной техники в последние годы. С одной стороны, процесс плавления требует некоторого времени, в течение этого времени твердое тело может переходить в перегретое состояние, т.е. аккумулировать дополнительную энергию. С другой стороны, появляется и новый ограничительный механизм, не упомянутый в [1], - объемная гомогенная нуклеация, которая становится главным фактором, ограничивающим время жизни метастабильного кристалла при приближении к спинодали кристалл-расплав. Компьютерное моделирование методом молекулярной динамики [2-4] дало оценку времени жизни перегретого металла, даже по отношению к спонтанному распаду, вызванному гомогенной нуклеацией, порядка 10 нс. Это позволило авторам [3,4] связать свой результат с перегревом, наблюдавшимся в экспериментах по сверхбыстрому электровзрыву проводников в наносекундном диапазоне [5-7].



На левом рисунке схематично представлена зависимость радиуса проволоочки от времени, которая однозначно связана с температурой и энерговыделением, в предположении, что плавление наступает при достижении температуры плавления T_M . Такой сценарий заложен в моделировании [7]. Результат дал удовлетворительное согласие с экспериментом по скорости расширения после плавления, однако начало этого расширения оказалось на 5-10 нс раньше, чем это наблюдалось в экспериментах [6-7]. Эта задержка по времени соответствует оценкам времени жизни перегретого металла. На правом рисунке схематично представлена зависимость радиуса проволоочки от времени (температуры, энерговыдела) в предположении, что твердый металл в начале перегревается в метастабильное состояние и только потом разрушается при приближении к спинодали кристалл-расплав T_S в результате спонтанной гомогенной нуклеации. Образующийся флюид может оказаться в закритическом неравновесном состоянии [3,4].

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика*, Ч.1 / М.: Физматлит, 2001. С. 616.
2. Норман Г.Э., Стегайлов В.В. // *ДАН*. 2002. Т. 386. С. 328.
3. Krivoguz M.N., Norman G.E., Stegailov V.V. Valuev A.A. // *J. Phys. A*. 2003. V. 36. P. 6041.
4. Norman G.E., Stegailov V.V. Valuev A.A. // *Contrib. Plasma Phys.* (in press)
5. Chemezova L.I., Mesyats G.A., Sedoi V.S., Semin B.N. and Valevich V.V. // *Proc. XVIII Int Simp. on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum (Eindhoven)* 1998. P. 48.
6. Sarkisov G.S., Rosenthal S.E., Struve K.W., McDaniel D.H., Waisman E.M. and Sasorov P.V. // *AIP Conference Proceedings 651, Dense Z-Pinches: 5th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches*. Eds. J Davis, C Deeney and N Pereira. 2002. P. 209 and 213.
7. Sarkisov G S // Invited Talk at SCCS 2002.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГОВКЛАДА ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

Ким В.В.^{*}, Ломоносов И.В., Шутков А.В.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

^{}kim@icp.ac.ru*

В данной работе моделирование процесса воздействия интенсивного потока тяжелых ионов на конденсированное вещество основывается на предположении малости отклонений траекторий ионов от прямой линии. Пучок задается набором прямолинейных траекторий, каждая из которых задана начальной координатой и двумя направляющими углами. Начальные координаты и углы имеют заданное распределение, чем достигается фокусировка пучка. Траектории проходят через неподвижную эйлерову сетку, ячейки которой заполнены веществом. Ионы с заданной начальной энергией, которая определяется из заданного временного профиля интенсивности пучка, движутся вдоль траекторий. При попадании в расчетную ячейку, исходя из тормозной способности вещества в ячейке и длине пути иона, производится определение количества энергии вложенной в тело; и так до полной остановки иона либо выхода иона за пределы расчетной области. Для определения тормозной способности вещества используется программа SRIM.

В реальных экспериментах число используемых ионов доходит до 108-1010. Использование же в расчетах такого числа частиц привело бы к неприемлемо большому времени счета. С другой стороны размер используемой расчетной ячейки и требуемая гладкость распределения энергии не позволяют делать это число слишком маленьким. Представленный подход реализовывался для параллельного газодинамического кода, поэтому большое внимание было уделено проблеме наложения принятой модели распараллеливания газодинамической части и части расчета стоппинга. Если при решении уравнений конечно-разностных уравнений производится привязка процессора к части расчетной области и к данным определенным на ней, то при расчете энерговклада целесообразно привязываться к ионам. Все частицы равномерно распределяются между процессорами; в начале каждого временного шага производится обмен данными вдоль траекторий (величины плотности нужны для определения тормозной способности вещества); последующий расчет ионов ведется каждым процессом независимо друг от друга. В конце шага расчетное поле обновляется с учетом вложенной энергии.

В расчетах использовалось до 105 частиц, при этом получены достаточно гладкие распределения энерговклада.

ОДИН ИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ ЛАЗЕРНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПРЕДЕЛЬНО ЧИСТЫХ ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Карпенко С.В.^{1*}, Савинцев А.П.², Темроков А.И.¹

¹НИИ прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик

²Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

*sv_karpenko@mail333.com

Интерес к явлению оптического пробоя в прозрачных диэлектриках прежде всего обусловлен практическими потребностями лазерной техники, так как решение проблемы фокусировки и передачи мощных лазерных импульсов невозможно без выяснения механизмов лазерного разрушения диэлектриков. Лазерное разрушение имеет и самостоятельный научный интерес как один из фундаментальных вопросов физики взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом. В данной работе предлагается механизм оптического пробоя твердых предельно чистых диэлектриков, связанный со скачкообразным сужением запрещенной зоны, то есть «металлизацией» диэлектрика в интенсивном поле световой волны мощного импульса лазерного излучения. Теоретические аспекты механизма собственного оптического пробоя базируются на известных экспериментальных фактах [1, 2]. Считается, что взаимодействие лазерного излучения с матрицей вещества ведет к возникновению интенсивной туннельной, ударной или многофотонной ионизации матрицы материала, приводящей к нелинейному накоплению свободных зарядов, что, в свою очередь, вызывает рост поглощения, возникновение плазмы в фокальном объеме и последующее разрушение образца в мощных световых полях. Однако предлагаемые механизмы оптического пробоя не объясняют всей совокупности экспериментальных данных. Однако имеются экспериментальные работы [2, 3], в которых показано, что, например, для силикатных стекол и кварца, когда пороги пробоя очень высоки (около 10^{13} Вт/см²), при энергиях кванта излучения, меньших $(1/2)E_{gv}$ (E_{gv} – ширина запрещенной зоны диэлектрика в объеме), не наблюдается образование центров окраски и собственной люминесценции даже при облучении лазерным излучением с мощностью 0.95 – 0.98 от пороговой. Такие результаты невозможно объяснить в рамках лавинной и многофотонной ионизации. В частности, трудно в рамках этой теории объяснить экспериментальный факт несущественной зависимости порога оптического пробоя от частоты падающего света, так как вероятность n – фотонного процесса ($\omega^{(n)}$) степенным образом зависит от интенсивности падающего излучения (I) [3]: $\omega^{(m)} \sim I^n$.

В работе предложен механизм собственного оптического пробоя диэлектриков, связанный со скачкообразным изменением оптических параметров среды, в частности, скачкообразным возникновением спектра электронных состояний, соответствующих обобществлению валентных электронов, то есть «металлизацией» материала при достижении пробивной напряженности электрического поля лазерного излучения. Подобное превращение в некотором смысле аналогично переходу Мотта диэлектрик - металл, но охватывает только электронную подсистему, с другой стороны, оно может рассматриваться как предельный случай эффекта Франца - Келдыша, когда происходит скачкообразное сужение запрещенной зоны в поле световой волны. В результате в центре каустики фокусирующего объектива образуется «металлический» зародыш, поглощение лазерного излучения в котором и приводит к возникновению плазменного облака в фокальном объеме и последующему разрушению образца.

Результаты расчета давлений, при которых осуществляется фазовый переход «диэлектрик - металл», проведенных в рамках метода функционала электронной плотности, свидетельствуют, что порядок давления, создаваемого в диэлектриках, в частности, в щелочно-галогидных кристаллах, при оптическом пробое под влиянием мощного лазерного импульса, совпадает с давлением всестороннего сжатия, при котором происходит «металлизация» вещества [4]. Вследствие этого оптический пробой прозрачных предельно чистых диэлектриков может являться следствием скачкообразного сужения запрещенной зоны в интенсивном поле световой волны за счет высоких давлений.

1. Глебов Л.Б., Ефимов О.М., Либенсон М.Н., Петровский Г.Т. // *ДАН*. 1986. Т. 287. № 5. С. 1114.
2. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. // *Труды ФИАН*. 1978. Т. 101. С.31.
3. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*. М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2001. 312 с.
4. Карпенко С.В., Темроков А.И. // *Оптика и спектроскопия*. 2003. Т.94. Вып.3. С.431.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕКА ОТ ИОНА Хе 128МЭВ В СВИНЦЕ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ.

Шутов А.В.

*Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка
shutov@icp.ac.ru*

История изучения формирования и эволюции треков заряженных частиц насчитывает около ста лет. Обзор [1] дает довольно полную картину существующего на настоящее время представления о процессе. В нем в частности обсуждается вопрос о генерации акустических и, возможно, ударных волн тяжелым ионом приводящих к образованию поверхностных треков [2] в кристаллах гипса, LiF, графите и стекле. Экспериментальные данные, полученные Ронке с помощью электронного микроскопа, показали наличие полых треков размером 3-5нм на поверхности пластины диоксида урана [3]. Их образование он объясняет, как результат микроскопического откола. Правомерность применение для численного моделирования приближения сплошной среды и предположения локального термодинамического равновесия не очевидна. Однако численное моделирование в данной работе выполнено именно в таком гидродинамическом подходе с использованием УРС свинца [4]. Численное моделирование выполнено в двумерной постановке, для иона Хе с энергией 128 МэВ, пролетающего вдоль поверхности свинцовой пластине на глубине 8 нм. Поскольку пробег иона значительно превышает поперечный размер области основного энерговыделения иона, рассматривалось плоское сечение перпендикулярное траектории иона. Энерговыделение в сечении рассматривается как мгновенное и равномерное в круге заданного радиуса r . Тормозная способность свинца W вычисленная по SRIM [5] для иона Хе с энергией 128 МэВ составляет $2 \cdot 10^{10}$ Мэв-см²/г. Удельная энергия e в области энерговыделения вычисляется по формуле $e = W / \pi r^2$. Для пятна радиусом 0.3 и 3нм значения e , отличающиеся на два порядка и равные соответственно 274 и 2.74 ккал/г, использовались в качестве начальных для вариантов расчетов. Моделирование проводилось с учетом электронной теплопроводностью и без нее. В вариантах расчета с электронной теплопроводностью поле температуры формируется быстрее, чем вещество успевает прийти в движение за счет первоначально заданного градиента давления, т.е. поле давления определяется фактически полем температуры. Гидродинамика разлета в этом случае происходит без ярко выраженной ударной волны, как в случае отсутствия теплопроводности. Несмотря на большое различие в пространственном распределении энергии, размеры образуемого полого трека практически совпадают во всех вариантах, и определяются главным образом величиной энерговыклада, и в меньшей степени пространственным распределением вложенной энергии. Процесс образования полости во всех случаях проходит через стадию образования области отрицательного давления. Т.о. численное моделирование процесса образования трека вблизи поверхности материала, выполненное в данной работе, не противоречит возможности объяснения рассматриваемого явления отколом.

1. А.В.Митриев. Теоретические представления о формировании и эволюции треков заряженных частиц // *УФН* т.172, №10, 2002.
2. И.В.Воробьева // *ФТТ* 30 2222, 1994.
3. Claudio Ronchi, в беседе с В.Е.Фортовым, 2001.
4. А.В.Бушман, И.В.Ломоносов, В.Е.Фортов. *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии*. Черноголовка, 1992.
5. J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York, 1985.

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗОНЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА ПРОФИЛЬ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Ефремов В.П. , Потапенко А.И., Фортон В.Е.*

Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

**efremov@ihed.ras.ru*

Поглощение композиционным материалом импульсных потоков энергии сопровождается неравномерным разогревом его компонентов. Возникающее при этом давление является функцией не только теплофизических свойств компонентов, но и их размеров. Оценка последствий воздействия на композиты с характерными размерами компонентов порядка единиц и десятков микрометров предполагает учет теплообмена между ними. Важность учета этого процесса заключается во влиянии температурной неравновесности на формирующееся давление и в наличии эффекта кратковременной термоустойчивости связующих композита, приводящего к изменению характеристик гидродинамических процессов в материале по сравнению с обычно используемым приближением независимости температуры разложения от внешних факторов.

В настоящей работе приводятся результаты исследования динамики тепловых и механических процессов в многокомпонентных материалах различного дисперсного состава, подвергнутых действию потоков энергии.

Рассматривались двух- и трехкомпонентные материалы на основе эпоксидной смолы. В качестве наполнителя выбраны окислы сильно поглощающих излучение элементов – олова и церия. Размеры частиц наполнителя варьировались в диапазоне диаметров от 1 мкм до 4,0 мкм. Массовое содержание наполнителя для всех вариантов композита, а также спектр падающего излучения, длительность воздействия и поглощенная в материале энергия полагались неизменными.

При исследовании тепловых процессов показано, что для окислов церия и окислов олова диаметром 1...4 мкм время установления термического равновесия между компонентами составляет 0,2...1 мкс и 5...20 мкс соответственно. В результате коэффициент Грюнайзена материала, следовательно, и давление в зоне поглощения являются нестационарными величинами (рис.1).

Рост давления в зоне поглощения после окончания действия излучения является причиной отмеченной в исследованиях многоволновой структуры волны напряжений. При большой длительности установления теплового равновесия между компонентами вслед за волной сжатия наблюдается меньшая по амплитуде волна, приводящая к уменьшению величины отрицательных напряжений (рис.2). Следует отметить, что при уменьшении диаметра наполнителя амплитуды положительной и отрицательной волн возрастают.

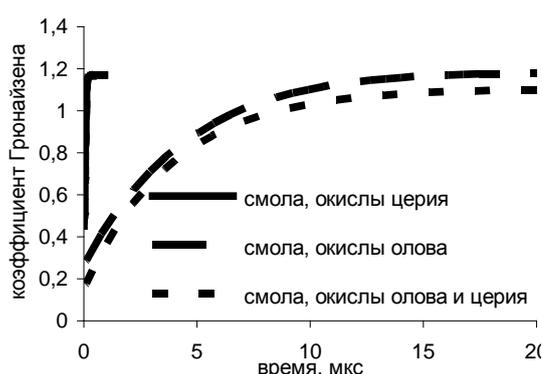


Рис.1. Динамика изменения коэффициента Грюнайзена материалов

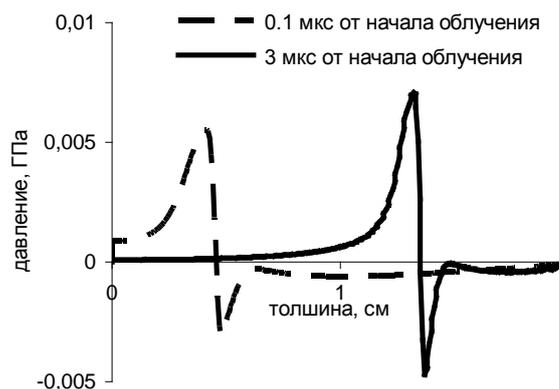


Рис.2. Профиль волны напряжений для смолы с частицами окислов олова диаметром 4 мкм.

ОКИСЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНЫХ УГЛЕВОДОРОДОВ В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СМЕСЯХ С КИСЛОРОДОМ И ВОЗДУХОМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ОДНОРОДНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА

Аникин Н.Б., Стариковская С.М.* , Стариковский А.Ю.**

Лаборатория физики неравновесных систем, Московский физико-технический институт
*sstar@neq.mipt.ru, **astar@neq.mipt.ru

В данной работе было исследовано медленное окисление предельных углеводородов от метана до н-гексана в стехиометрических смесях с кислородом и воздухом под воздействием наносекундного импульсно-периодического разряда в виде высокоскоростной волны ионизации. Однородный наносекундный разряд инициировался импульсами амплитудой 1 кВ, длительностью на полувывсоте ~25 нс и частотой повторения 40 Гц. Разрядная ячейка представляла собой кварцевую трубку внешним диаметром 47 мм, толщиной стенки 2 мм и длиной 200 мм. Измерения проводились в диапазоне давления смеси 0.8-12 Торр.

В работе измерялись интегральные и времяразрешенные интенсивности излучения различных полос: радикалов $\text{OH}(A^2)$, $\text{CH}(A^2)$ и молекул $\text{CO}(B^1)$, $\text{CO}_2^+(B^2)$, $\text{N}_2(B^3)$, $\text{N}_2(C^3)$, $\text{N}_2(B^2)$, $\text{NO}(A)$, концентрация метана по поглощению лазерного излучения на длине волны 3.3922 мкм, напряженность электрического поля, ток и концентрация электронов в разряде (на основе данных измерений емкостными датчиками и токовым шунтом).

Энерговклад в разряде достигал примерно 70% от полной энергии падающего импульса (~60 мДж) и слабо зависит от углеводорода, что объясняется относительно малой его концентрацией для стехиометрической смеси. Энерговклад в смесях с воздухом был выше примерно на 10%. Времена полного окисления для исследованных смесей приведены на рисунке.

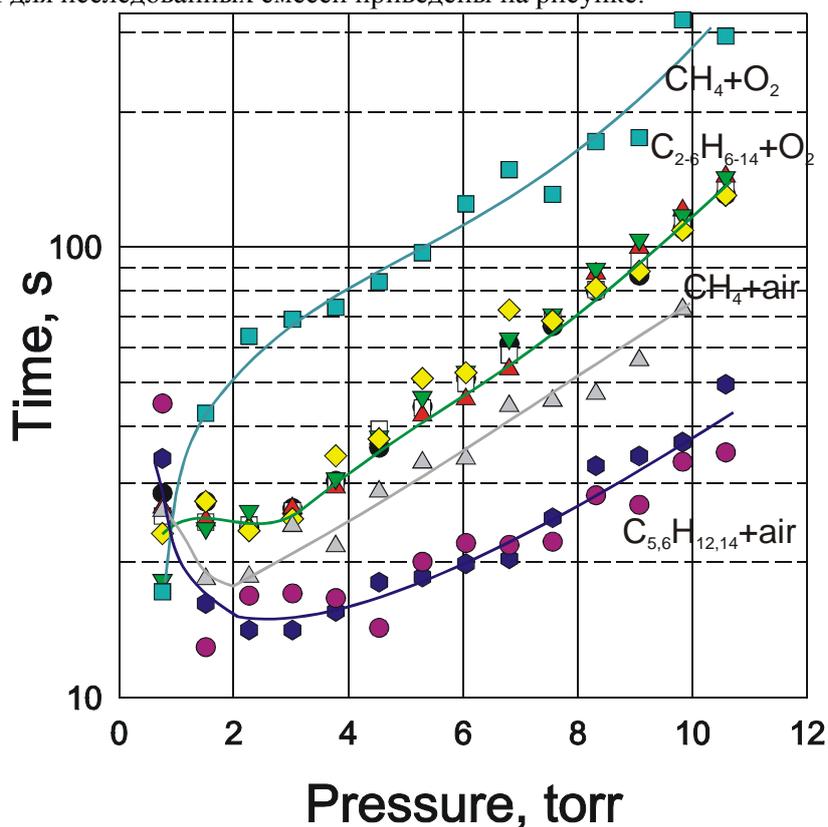


Рис. Времена полного окисления предельных углеводородов от метана до н-гексана в стехиометрических смесях с кислородом и воздухом под воздействием наносекундного импульсного разряда.

В работе было показано, что

- 1) окисление в разряде полное и происходит за времена порядка десятков секунд для всех исследованных режимов;
- 2) смеси с воздухом окисляются примерно в два раза быстрее, чем смеси с кислородом;
- 3) времена окисления одинаковы для смесей с любыми углеводородами, за исключением метана – метан окисляется в 2-3 раза медленнее.

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЗАДАЧАХ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИКИ И ИНТЕНСИФИКАЦИИ ГОРЕНИЯ

Стариковский А.Ю. *, Минтусов Е.И., Рупасов Д.В.
Московский физико-технический институт
*astar@neq.mipt.ru

Была налажена система визуализации и контроля параметров ударной волны с помощью аномального тлеющего разряда. В экспериментах в сверхзвуковой поток газа с числом Маха $M = 8.2$ помещались тела различной формы, перед которыми образовывалась отошедшая ударная волна. Давление до и после ударной волны равнялось $5 \cdot 10^{-3}$ торр и 0.4 торр соответственно. Высоковольтный электрод был выполнен в виде металлической вставки в модель. На вставку могло подаваться высокое напряжение как положительной, так и отрицательной полярности. Сопло было заземлено. Внешний диаметр области высоковольтного электрода, с которой происходил разряд, составлял 5 мм. Разряд происходил в режиме аномального тлеющего разряда - в условиях эксперимента плотность тока составляла 1 – 150 мА, что превышает нормальную плотность тока на 2-4 порядка.

По полученным разрешенным колебательно-вращательным спектрам излучения 0-0 перехода Γ системы иона молекулы азота восстанавливалась вращательная температура плазмы. На рис.1 приведено распределение температуры на оси симметрии потока. Измерения проводились при малой мощности разряда, когда можно считать, что плазма не оказывает воздействия на гидродинамические характеристики потока.

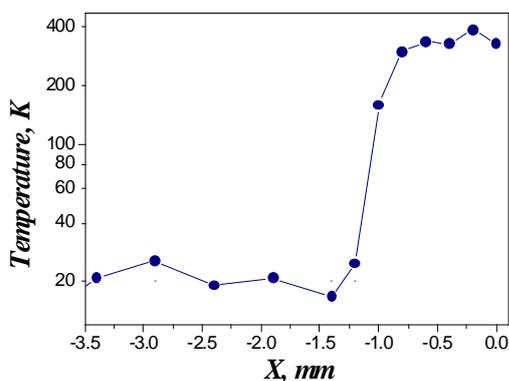


Рис. 1

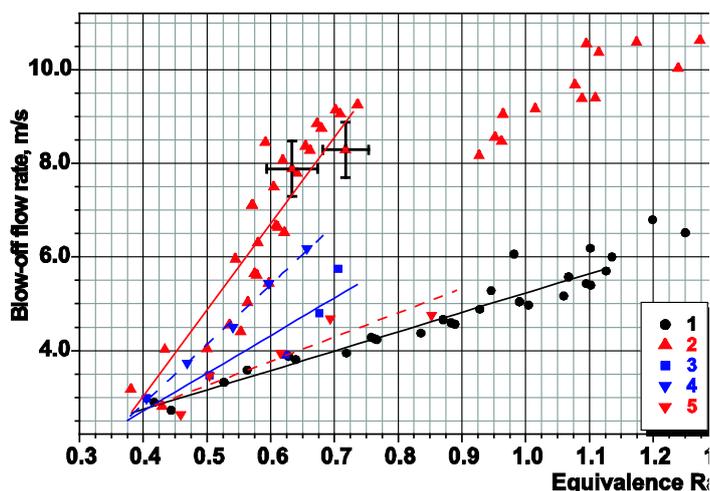


Рис. 2

Исследовано влияние возбуждения газа импульсным наносекундным барьерным разрядом при атмосферном давлении на скорость распространения пламени предварительно перемешанной пропано-воздушной смеси в широком диапазоне коэффициентов избытка горючего (0.4 – 5.0).

Импульсы высокого напряжения с генератора импульсных напряжений (ГИН) имели следующие характеристики: амплитуда 8-12 кВ, время нарастания фронта 10 ± 2 нс, длительность на полувысоте 77 ± 5 нс, частота следования импульсов – 1200 Гц.

Экспериментально получено увеличение скорости срыва пламени более чем в два раза при энерговыкладе разряда менее 1% от мощности горелки (рис.2, 1 – без разряда, 2 – положительное импульсное напряжение, 3 – отрицательное импульсное, 4 – отрицательное постоянное, 5 – положительное постоянное).

Методами эмиссионной спектроскопии исследованы профили радикалов OH, CN, C_2 по высоте пламени, выявлены изменения, возникающие в результате действия барьерного разряда. Показано, что основной механизм воздействия неравновесной плазмы на параметры горения заключается в изменении начального состава смеси, ведущем к развитию цепно-теплового механизма реакций в предпламенной зоне. В неравновесном разряде происходит электронное возбуждение компонентов газа, приводящее к образованию активных частиц (в частности, атомарного кислорода), лимитирующих скорость горения и распространения пламени.

ПРИМЕНЕНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ

Стариковская С.М.^{*}, Кукаев Е.Н., Куксин А.Ю., Нуднова М.М., Стариковский А.Ю.^{**}
Лаборатория физики неравновесных систем, Московский физико-технический институт
^{*}sstar@neq.mipt.ru, ^{**}astar@neq.mipt.ru

Настоящая работа посвящена детальному исследованию воспламенения горючих смесей однородным импульсным разрядом. Разряд использовался для воспламенения водородо-воздушной и метано-воздушной стехиометрических смесей, предварительно подогретых ударной волной до 800-2200 К.

Здесь мы представляем результаты измерений энерговклада в высокоскоростной волне ионизации при различных газовых температурах. Проанализирована возможность существенного уменьшения порога воспламенения под воздействием газового разряда. Мы определили зависимость задержки воспламенения от температуры при фиксированных напряжении (160 кВ) и длительности (40 нс) импульса. Измеренные времена задержки в метано-воздушной стехиометрической смеси, разбавленной аргоном, приведены на рисунке 1. Хорошо видно, что время задержки воспламенения и порог воспламенения (минимальная температура, при которой возможно воспламенение) при воздействии наносекундного разряда уменьшаются.

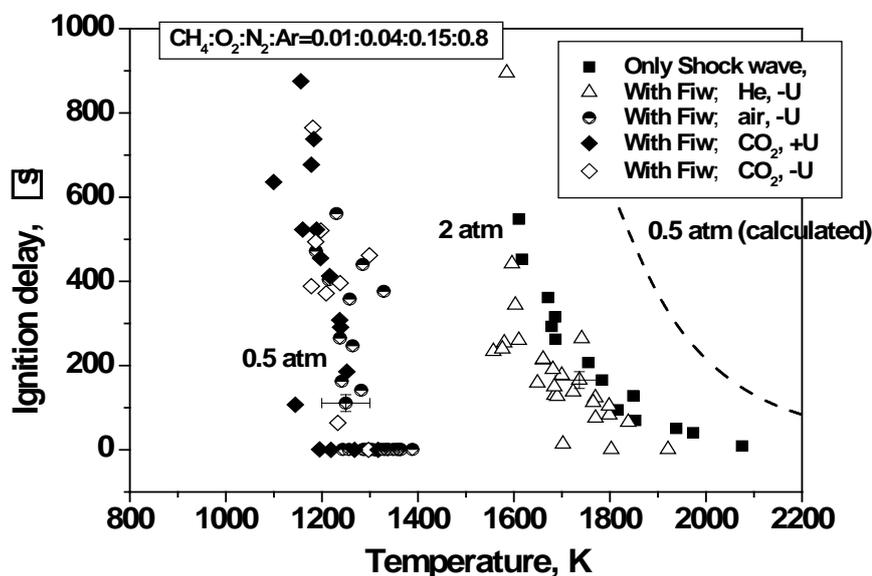


Рис. Времена задержки воспламенения в зависимости от газовой температуры для метано-воздушной стехиометрической смеси разбавленной аргоном.

Для достижения нужного диапазона параметров за отраженной ударной волной (температуры и давления) в качестве толкающего газа использовались He, воздух или CO₂, что отмечено на рисунке. Воспламенение сильно разбавленной метано-воздушной смеси было получено экспериментально в диапазоне давлений 0.3-0.5 атм и диапазоне температур 1100-1200 К. Пунктирная линия справа на рисунке показывает расчетные времена задержки самовоспламенения для начального давления смеси 0.5 атм. Аналогичные эксперименты проведены в водородо-кислородной и водородо-воздушной смесях, разбавленных гелием.

Проанализирован энерговклад в наносекундном разряде при комнатной температуре газа и при температуре газа в диапазоне 1000-1800 К для смеси метан-воздух-аргон. Показано, что такой анализ предоставляет дополнительный инструмент для анализа и оптимизации воспламенения импульсным наносекундным разрядом.

Для получения фотографий разряда в горячей смеси использовалась камера с усилителем яркости PicoStar HR12, с диапазоном спектральной чувствительности 300-800 нм. Были получены интегральные по спектру снимки с временным разрешением 1 нс для разряда и 30 мкс для горения. Анализ однородности разряда вместе с анализом энерговклада дает дополнительную информацию для оптимизации воспламенения.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ЭЛЕКТРОДУГОВОГО РАЗРЯДА С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

Аксенов В.С.¹, Голуб В.В.^{2*}, Губин С.А.^{1**}, Ефремов В.П.², Маклашова И.В.¹, Харитонов А.И.²

¹Московский государственный инженерно-физический институт,

²Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва

*golub@ihed.ras.ru, **gubin@kaf04.mephi.ru

Одним из способов управления траекторией полета летательного аппарата является поперечная сверхзвуковая струя, вдуваемая с поверхности летательного аппарата в набегающий сверхзвуковой поток. В результате их взаимодействия на поверхности летательного аппарата возникает область повышенного давления, создающая усилие управления. В данной работе для управления траекторией полета предлагается использовать скользящий электродуговой разряд. Для этого исследована динамика развития электрического разряда, перемещающегося в виде плазменного контакта со сверхзвуковой скоростью по полупроводящей поверхности стержня. Длина полупроводящей поверхности между электродами составляла 30-200 мм. Эксперименты проводились на воздухе при атмосферном давлении. Напряжение заряда батареи варьировалось в диапазоне $U=1-3$ кВ. Энергия разряда зависела от напряжения и составляла 50 – 450 Дж.

Визуализация течения в разрядных промежутках осуществлялась посредством оптической системы, созданной на базе теневого прибора ИАБ-458 и сдвиговой интерференционной приставки РП-452 в покадровом режиме с одновременной синхронной регистрацией тока.

С помощью покадровой съемки исследована динамика ударных волн, формирующихся от электрического разряда.

Скорость распространения плазменного контакта, который в виде лидера скользит по полупроводящей поверхности по направлению ко второму электроду, определялась как по кинограмме, так и по осциллограмме тока и напряжения с использованием электрического зонда. Наблюдаемые значения средних скоростей распространения лидера составляли от нескольких метров до 3 км/сек.

Покадровая съемка процесса показала, что на первом этапе развития электрического разряда перед плазменным контактом, движущимся с приблизительно постоянной сверхзвуковой скоростью, в воздухе образуется присоединенная ударная волна.

На втором этапе развития электрического разряда мощная ударная волна образуется в воздухе в результате электрического пробоя, возникающего после замыкания межэлектродного промежутка плазменным шнуром.

Эксперименты по взаимодействию высокоскоростного потока воздуха с электродуговым разрядом проводились на ударной трубе. Разрядный промежуток в виде полупроводящего стержня располагался по оси ударной трубы, так что скользящий разряд перемещался от одного электрода к другому по направлению или против направления газового потока. Начальное давление в камере низкого давления составляло 0.3 атм. Скорость ударной волны была равна 700 м/с. Электродуговой разряд генерировался в высокоскоростном потоке воздуха за фронтом ударной волны. Визуализация течения показала, что в высокоскоростном потоке воздуха изменяется скорость распространения лидера и форма ударной волны, генерируемой электрическим разрядом.

Проведенные исследования показали возможность создания управляющего усилия при взаимодействии ударной волны от электрического разряда с набегающим сверхзвуковым потоком. Ударные волны, генерируемые в высокоскоростном потоке воздуха скользящим электрическим разрядом, по-видимому, могут использоваться для изменения газодинамики обтекания поверхности и, тем самым, для управления движением летательного аппарата.

ЖЕСТКИЙ РЕНТГЕН, БЫСТРЫЕ ИОНЫ И ЯДЕРНЫЙ МИКРОСИНТЕЗ В НАНОСЕКУНДНОМ ВАКУУМНОМ РАЗРЯДЕ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

Куриленков Ю.К.^{1}, Skowronek M.²*

¹*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва*

²*Laboratoire des Plasmas Denses, Universite P. & M. Curie, Paris, France*

^{*}*ykur@online.ru*

Основное внимание уделено экспериментальному и теоретическому исследованию новых способов генерации вещества с высокой плотностью мощности и изучению его свойств. Одновременное сочетание плотностных, корреляционных, коллективных и аномальных эффектов в анодной плазме вакуумного разряда позволило осуществить экспериментальную генерацию ансамблей холодных микрочастиц с включениями некоторой доли горячих микроплазм. Данные ансамбли исследовались на базе наносекундного вакуумного разряда малой энергии (~1 Дж) с полым катодом. Они образовывались благодаря интенсивному энерговыделению в холодную твердотельную "мишень" очень малого объема (кластеры, нуклеированные микрокапли, микрочастицы различного размера из анодного материала), "приготавливаемую" в межэлектродном пространстве в процессе разряда. Пространственно-временные манипуляции с ансамблями холодных частиц и микроплазм позволили получить и начать исследовать ряда свойств: эффективную генерацию жесткого рентгеновского излучения (~1-100 кэВ), генерацию быстрых ионов (~1 МэВ), запыление рентгеновского излучения и/или быстрых ионов ансамблем микрочастиц, начать исследование ядерных процессов, включая получение нейтронов из DD микросинтеза.

В сборнике представлены тезисы докладов научно-координационного совещания-симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах. Эксперимент, теория, компьютерное моделирование» (Новый Афон, 15-22 августа 2003г.). Доклады отражают современное состояние исследований в следующих областях: фемтосекундная лазерная физика, релаксация в неидеальной плазме, биофизика и биохимия ультракоротких процессов, ударные и детонационные волны, ударная прочность твёрдых тел, уравнения состояния и распад метастабильных кристаллов при отрицательных давлениях и перегреве, электровзрыв проводников, взаимодействие мощных ионных, электронных и лазерных пучков с веществом, неравновесная плазма, волны ионизации, пробой в газах, горение, взаимодействие плазмы с высокоскоростными газовыми потоками.

Под редакцией:

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

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Фортов В.Е., сопредседатель, Президиум РАН, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Карамурзов Б.С., сопредседатель, КБГУ, Нальчик
Норман Г.Э., зам. председателя, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Ефремов В.Е., зам. председателя, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Савинцев А.П., зам. председателя, КБГУ, Нальчик
Минцев В.Б., ИПХФ РАН, Черноголовка
Агранат М.Б., ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Байдаков В.Г., ИТФ УрО РАН, Екатеринбург
Канель Г.И., ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Савицкий А.П., ИНБИ РАН, Москва
Саркисов О.М., ИХФ РАН, Москва
Стариковский А.Ю., МФТИ, Долгопрудный
Морозов И.В., учёный секретарь, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва
Валуев И.А., учёный секретарь, ИТЭС ОИВТ РАН, Москва

Официальный сайт конференции
<http://www.ihed.ras.ru/afon03>

Отпечатано в ИПХФ РАН, г. Черноголовка Московской области.