

30158

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

11-2010-30



На правах рукописи

УДК 519.633:536.21

Ш-259

ШАРИПОВ
Зариф Алимжонович

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ
ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность: 05.13.18 — математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

С 349.1

С 17к

Дубна 2010

Работа выполнена в *Лаборатории информационных технологий
Объединенного института ядерных исследований.*

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Дидык Александр Юрьевич,
Лаборатория ядерных реакций ОИЯИ

кандидат физико-математических наук Амирханов Илькизар Валиевич,
Лаборатория информационных технологий ОИЯИ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор Севастьянов Леонид Антонович,
Российский университет дружбы народов

доктор физико-математических наук,
профессор Щетинин Евгений Юрьевич,
Московский государственный технологический
университет «СТАНКИН»

Ведущая организация:

Московский государственный институт электроники и математики

Защита состоится « 23 » апреля 2010 г. в 14⁰⁰ часов
на заседании диссертационного совета Д 720.001.04 при *Объединенном*
институте ядерных исследований (Лаборатория информационных
технологий) по адресу: 141980, г. Дубна Московской области, ул. Жолио-
Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке *Объединенного*
института ядерных исследований.

Автореферат разослан « 17 » марта 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

доктор физико-математических наук,
профессор

Иванченко Иосиф Моисеевич

Общая характеристика работы

Актуальность работы. В настоящее время широко применяются и развиваются информационные технологии для решения прикладных задач физики. Одной из таких задач является моделирование физических процессов при воздействии тяжелых заряженных частиц высоких энергий на материалы.

Систематические исследования этих процессов начались сразу после пуска в 1942г. первого ядерного реактора, когда выяснилось, что все конструкционные материалы, используемые в ядерной энергетике, испытывают под действием интенсивного облучения столь большие изменения, что уже после непродолжительной эксплуатации необходима их замена. Первые замеченные изменения материалов под действием облучения оказались вредными, и появился термин *радиационные повреждения материалов*¹.

Перед физикой твердого тела возникла проблема повышения радиационной стойкости материалов, масштабность которой становится все более и более очевидной. Стало ясно, что лишь глубокое физическое исследование причин и следствий создания радиационных дефектов (повреждений) в твердых телах разных классов позволит понять механизмы явления, оценить возможности ослабления радиационной неустойчивости твердых тел и дать обоснованный анализ путей создания радиационно-стойких материалов^{2,3}.

Развитие ускорительной техники, в том числе и создание накопительных колец тяжелых ионов высоких энергий, стимулировало исследование процессов распыления (удаление атомов из поверхности облучаемого частицами материала) конструкционных материалов (как правило, это хромо-никелевые пержавающие и немагнитные стали), из которых создаются непосредственно сами накопительные кольца⁴.

Кроме того, в последние годы интенсивно развиваются новые методы изменения состояния поверхности ионными пучками - *ионная имплантация*, которая является универсальным методом введения в любой материал различных легирующих примесей в строго контролируемом количестве. Ионная имплантация служит незаменимым методом изменения свойств материалов и изделий. В результате имплантации в тонком поверхност-

¹ Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., Мир, 1971, 368 с.

² Паршин А.М., Тихонов А.Н., Неклюдов И.М. и др. Радиационная повреждаемость конструкционных материалов. / Под ред. Паршина А.М. и Тихонова А.Н. - СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2000. - 296 с.

³ Луцкич Ч.Б., Луцкич А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. - М.: Наука, Гл. ред. Физ.-мат. Лит., 1989. -264 с.

⁴ Дидык А. Ю. Радиационное воздействие тяжелых ионов на хромоникелевую сталь при высоких температурах. // Известия РАН. Металлы. 1995, №3, с.128- 135.

ном слое можно получить достаточно высокую концентрацию вводимых атомов, которая оказывает существенное влияние на электрофизические, физико-механические, физико-химические и магнитные свойства материалов⁵.

Все выделенные выше области непосредственно самой радиационной физики твердого тела, смежных областей науки, современных технологий и промышленности вызвали необходимость детальных исследований радиационных эффектов в различных материалах при облучении осколками деления радиоактивных элементов (как это осуществлялось ранее), ионов низкой энергии с высокими интенсивностями пучков, тяжелых ионов высоких энергий и т.д.

Развитие и совершенствование существующих математических моделей и создание новых последовательных теорий для описания и предсказания эффектов взаимодействия радиации с материалами имеет первостепенное значение. В особенности это касается более точных и количественных предсказаний эффектов, возникающих при радиационных воздействиях.

На первом этапе актуальным становится вопрос о развитии и улучшении существующих математических моделей взаимодействия тяжелых заряженных частиц с материалами. Следующий этап заключается в создании и разработке эффективных вычислительных схем, алгоритмов и комплексов программ для решения уравнений математической физики вышеуказанных моделей.

Изучение указанных процессов методами математического моделирования позволяет получить новую важную информацию о механизмах и взаимосвязи тепловых процессов, возникающих в конденсированных средах под воздействием тяжелых заряженных частиц, об изменении физико-химических свойств облучаемых объектов, о формировании в них напорековых структур и др.

Целью диссертационной работы является

1. Развитие и улучшение существующей математической модели термического пика, описывающая воздействие тяжелых заряженных частиц высоких энергий на материалы. Задача сводится к построению реалистичных моделей источников:
 - а) модели, учитывающей упругие и неупругие потери энергии на электроионной подсистеме, а также потери энергии на фононные возбуждения кристаллической решетки;

⁵ Комаров Ф.Ф., Комаров А.Ф. Физические процессы при ионной имплантации в твердые тела. М.: УП "Технопринт", 2001, 392с.

- б) модели, учитывающей движение иона в глубине мишени;
2. Разработка алгоритмов и программ для численного решения уравнений математической физики, возникающих при моделировании вышеуказанных задач.
 3. Изучение в рамках предложенной модифицированной модели термического пика ряда актуальных с практической точки зрения процессов:
 - а) изучение влияния тепловых процессов на формирование треков в различных материалах;
 - б) изучение влияния тепловых процессов на повышение адгезии (взаимное перемешивание компонент двух материалов) на границе раздела двухслойных материалов и т.д.;

Научная новизна.

1. Предложена новая модификация трехмерной модели термического пика, учитывающая потери энергии на возбуждение фононных колебаний и движение падающего иона внутри материала;
2. В рамках предложенной модели проведено численное исследование процессов облучения материалов и получены новые результаты:
 - а) при облучении никелевой мишени ионами урана с энергией 700 МэВ получены оценки размеров области, в которой образуются треки;
 - б) при облучении двухслойных образцов на примере Ni(2 мкм)/W ионами висмута с энергией 710 МэВ оценены размеры области вдоль траектории иона, где происходят процессы плавления и адгезии;
 - в) при облучении высоко-ориентированного шроллитического графита (ВОПГ) тяжелыми ионами висмута с энергией 710 МэВ путем сравнения расчетных и экспериментальных данных получен диапазон значений константы электрон-фононного взаимодействия, при которых температура на поверхности мишени превышает температуру сублимации и могут возникать дефектные структуры типа кратеров, которые отсутствуют при облучении ионами криптона с энергией 253 МэВ.

Практическая значимость. В диссертации впервые в рамках трехмерной модифицированной модели термического пика исследуются тепловые процессы в различных материалах при облучении тяжелыми ионами

высоких энергий, что позволяет исследовать изменение свойств облучаемых материалов внутри мишени.

Исследования облучения никелевой мишени ионами урана с энергией 700 МэВ показали, что полученные оценки параметров треков (диаметр 230Å) качественно описывают экспериментальные данные.

При облучении двухслойных образцов на примере Ni(2 мкм)/W ионами висмута с энергией 710 МэВ оценены размеры области вдоль траектории иона, где происходят процессы плавления. Это приводит к увеличению коэффициента адгезии, т.е. взаимного перемешивания компонент двух материалов, что является весьма важным при создании двухслойных структур из материалов с различными свойствами.

Выполненные исследования тепловых процессов при облучении ВОПГ показали, что при облучении ионами ^{209}Bi (710 МэВ) температура ВОПГ превышает температуру сублимации и приводит к дефектным структурам типа кратеров на поверхности, которые отсутствуют при облучении ионами ^{86}Kr (253 МэВ), что подтверждается экспериментальными данными.

Разработанные в диссертации методы, алгоритмы и комплексы программ используются в настоящее время в ОИЯИ для исследования тепловых процессов, оценок параметров треков при облучении различных конденсированных сред тяжелыми ионами высоких энергий.

Результаты диссертации можно рекомендовать для использования в научных центрах, где исследуются пучковые технологии (РНЦ КИ, ИТЭФ, ИФВЭ).

Апробация работы. Основные положения и результаты докладывались на семинарах по вычислительной физике ЛИТ, на международных и российских конференциях:

1. "XII и XV Международные научные конференции студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов"(МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, 2005, 2008)";
2. "IX, X, XI и XII научные конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ "(ОИЯИ, Дубна, 2005, 2006, 2007, 2008);
3. "42 Всероссийская конференция по проблемам математики, информатики, физики и химии"(РУДН, Москва, 2006);
4. "XV, XVII, XIX Международные совещания "Радиационная физика твёрдого тела"(Севастополь, 2005, 2007, 2009)";
5. "18-ая международная конференция "Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2007)"(Звенигород, 2007)";
6. "V, VI и VII Национальные конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для ис-

следования наноматериалов и наносистем"(РСНЭ НАНО-2005, 2007 и РСНЭ НБИК-2009, ИК РАН, Москва);

7. "Mathematical Modeling and Computational Physics"(LIT JINR, Dubna, Russia, 2009).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 20 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах [А1–А5] и 15 работ в сборниках трудов конференций [А6–А20].

Личный вклад автора. Основные положения и выводы диссертации являются результатом самостоятельных исследований автора. Постановка и формализация задачи, разработка математических моделей, алгоритмов и комплекса программ, а также численные расчеты и анализ результатов выполнены соискателем. Физическая интерпретация, анализ точности и достоверности полученных результатов проводились соискателем совместно с научными руководителями.

Степень достоверности результатов. Достоверность результатов численного моделирования подтверждается всесторонним тестированием разработанных комплексов программ и сопоставлением результатов, полученных с использованием различных вычислительных схем (явная схема и схема переменных направлений), на последовательностях ступающихся сеток, а также сравнением с экспериментальными данными и численными результатами других авторов. Оценки полученных в диссертации параметров тресков качественно подтверждаются экспериментальными данными, полученными в ЛЯР ОИЯИ при облучении различных материалов тяжелыми ионами высоких энергий.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Список литературы содержит 102 наименования. Полный объем диссертации 100 страниц машинописного текста, включая 30 рисунков.

Содержание работы

Во Введении обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются цели работы, указывается новизна и научная значимость полученных результатов. Описывается структура диссертации и ее краткое содержание по главам.

В первой главе диссертации рассматриваются математические модели взаимодействия заряженных частиц с материалами. Подробно описывается модель термического пика, которая в настоящее время широко применяется для описания взаимодействия заряженных частиц с материалами, и модель кулоновского взрыва.

В первом параграфе обосновываются актуальность математического моделирования и развитие существующих математических моделей взаимодействия тяжелых ионов с материалами.

Во втором параграфе рассмотрены физические процессы, протекающие при движении частицы в твердых телах. Перечислены процессы потери энергии при взаимодействии тяжелых ионов с материалами.

В третьем параграфе сформулирована модель термического пика.

В *первой* пункте третьего параграфа приведен метод вычисления коэффициента электрон-фононного взаимодействия. Известно, что при прохождении через вещество тяжелая частица основную долю энергии отдает электронам и лишь несколько процентов - непосредственно ядрам. В результате этого возникают большие локальные разности температур между электронами и решеткой. В дальнейшем передача энергии от электронов решетке происходит при помощи релаксационного механизма⁶. На идее передачи энергии (тепла) от электронного газа к решетке основывается модель термического пика⁷.

Во *втором* пункте третьего параграфа сформулирована модель термического пика в трехмерном случае. Для этого введем температуру электронов T_e и решетки T_i . Учитывая теплообмен между электронами и решеткой, запишем систему уравнений теплопроводности для электронного газа T_e и кристаллической решетки T_i в цилиндрической системе координат:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \lambda_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} \right) - g(T_e - T_i) + A_e(r, z, t), \quad (1.1)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \right) + g(T_e - T_i), \quad (1.2)$$

здесь ось z направлена перпендикулярно облучаемой поверхности мишени, т.е. по направлению движения тяжелого иона. Производная по углу отсутствует ввиду цилиндрической симметрии удельных ионизационных потерь тяжелого иона. C_e , C_i - теплоемкости и λ_e , λ_i - теплопроводности электронного газа и решетки соответственно, g - коэффициент передачи тепла от электронного газа решетке (коэффициент электрон-фононного взаимодействия). Функция источника $A_e(r, z, t)$ - объемная плотность вносимой ионом мощности (энергии) в электронную подсистему, имеет такой

⁶ Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. Релаксация между электронами и решеткой. // ЖЭТФ. 1956, т.31, №2(8), с.232-237.

⁷ Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. К теории релаксационных изменений в металлах. // Атомная энергия. 1959, т.6, с.391-402.

вид ⁸:

$$A_c(r, z, t) = b_c S_{inel}(z) \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_t^2}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (1.3)$$

где функция $S_{inel}(z)$ - ионизационные потери энергии иона, время достижения электронами равновесного распределения (т.е. время свободного пробега δ -электронов со средней энергией ϵ_c) составляет $t_0 \simeq (1-5) \times 10^{-15}$ с, полуширина распределения по времени t принята равной $\sigma_t = t_0$. Скорость экспоненциального спада, или пространственная полуширина высоковольтной области, $r_0 \simeq 1$ нм.

Нормирующий множитель b_c определяется из условия нормировки:

$$\int_0^\infty dt \int_0^{r_m} 2\pi r A(r, z, t) dr = S_{inel}(z), \quad (1.4)$$

здесь r_m - максимальный пробег δ -электронов, зависящий от максимальной энергии ϵ_m , передаваемой отдельному электрону.

Систему уравнений (1.1)-(1.2) дополним начальными и граничными условиями:

$$T_{e,i}(r, z, 0) = T_0 = 300K, \quad (1.5)$$

$$\left. \frac{\partial T_{e,i}(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_{e,i}(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (1.6)$$

$$T_{e,i}(R_m, z, t) = T_{e,i}(r, Z_m, t) = 300K.$$

Здесь и далее R_m - минимальный радиус удаления от траектории, а Z_m - минимальная глубина, превышающая длину проективного пробега иона, при которых решетку можно считать невозмущенной, а ее температуру для $r > R_m$ и $z > Z_m$ равной T_0 . Тем самым начальные и граничные условия означают, что в начальный момент времени электронная и ионная подсистемы имеют температуру, равную комнатной, а граница $z = 0$ теплоизолирована. Систему (1.1)-(1.6) называют моделью термического пика. В четвертом параграфе рассмотрена модель кулоновского взрыва^{9,10}. Альтернативой для модели термического пика является модель кулоновского взрыва. Модель кулоновского взрыва заключается в том, что вспышка ионизации по траектории заряженной частицы создает электростатически нестабильную зону из близлежащих атомов, которые выталкивают друг друга из нормальных положений в межузловые. На рис.1⁹ показан этот процесс, состоящий из нескольких стадий. После первичной ионизации в

⁸ Dufour C., Paumier E., Toulemonde M. // Radiat. Eff. and Defects in Solids. 1993, v.126, p.119.

⁹ Fleisher R.L., Price P.B., Walker R.M. Nuclear Track in Solids. - Los Angeles: University of California. 1975.

¹⁰ Метелкин Е.В., Рязанов А.И. ЖЭТФ, 2000, т.117, вып.2, с.420-428.

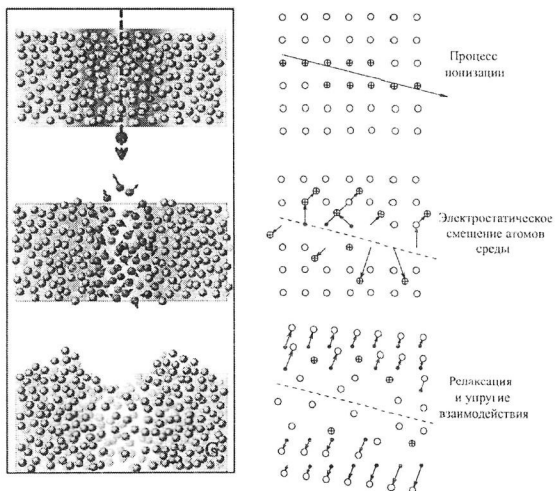


Рис. 1. Структура трека в твердом теле в модели термического пика с элементами механизма кулоновского взрыва.

результате кулоновского отталкивания ионов возникают межузельные атомы и вакансии. Далее, упругая релаксация уменьшает сильные локальные напряжения, распределяя деформацию более широко. Возникновение значительных деформаций на третьей стадии даст уже возможность прямо наблюдать треки в кристаллах в просвечивающий электронный микроскоп.

В пятом параграфе сделано заключение по главе.

Цель **второй главы** – дать необходимую информацию о численных методах, предназначенных специально для решения уравнений теплопроводности с двумя пространственными переменными.

В первом параграфе приводится краткий обзор работ, посвященных конечно-разностным методам.

Универсальным методом приближенного решения дифференциальных уравнений, применимым для широкого класса уравнений математической физики, является метод конечных разностей¹¹. Метод конечных разностей состоит в следующем. Область непрерывного изменения (например, x и t) заменяется конечным (дискретным) множеством точек (узлов), называемым сеткой; вместо функций непрерывного аргумента рассматриваются функции дискретного аргумента, определенные в узлах сетки и называемые сеточными функциями. Производные, входящие в дифференциальное уравнение, заменяются (аппроксимируются) при помощи соответ-

¹¹ Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977, 656 с.

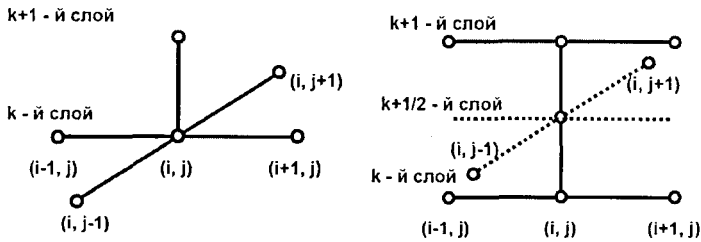


Рис. 2. Схематический рисунок явной схемы (слева) и метода переменных направлений (справа).

ствующих разностных соотношений, дифференциальное уравнение заменяется системой алгебраических уравнений (разностными уравнениями). Начальные и краевые условия тоже заменяются разностными начальными и краевыми условиями для сеточной функции.

Во втором параграфе приведены конечно разностные методы - явная схема и метод переменных направлений для уравнений теплопроводности с двумя пространственными переменными. Рассмотрим двумерное уравнение теплопроводности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2}, & x &= (x_1, x_2) \in G, \\ u(x, 0) &= u_0(x), & x &\in G + \Gamma, \\ u(x, t) &= \mu(x, t), & x &\in \Gamma, \quad 0 < t \leq T \end{aligned} \quad (2.1)$$

в прямоугольнике

$$G = \{0 < x_1 < l_1, 0 < x_2 < l_2\}$$

с границей Γ .

Введем сетку по времени

$$\omega_t = \{t_n = n\tau, n = 0, 1, \dots, K-1, K\tau = T\}$$

и пространственную сетку

$$\Omega_h = \{x_{ij} = (x_1^{(i)}, x_2^{(j)}), x_1^{(i)} = ih_1, x_2^{(j)} = jh_2\},$$

где $i = 0, 1, 2, \dots, N_1, j = 0, 1, 2, \dots, N_2$ и $h_1 N_1 = l_1, h_2 N_2 = l_2$.

Множество внутренних точек сетки Ω_h (когда $i = 1, 2, \dots, N_1 - 1, j = 1, 2, \dots, N_2 - 1$) будем обозначать через ω_h , а границу сетки Ω_h через γ_h . Таким образом, γ_h это Ω_h множество точек сетки, принадлежащих границе Γ прямоугольника G . Кроме этого введем обозначение $y_{ij}^n = y(x_{ij}, t_n)$, где $x_{ij} \in \Omega_h, t_n \in \omega_h$.

Рассмотрим следующую разностную схему (рис.2):

$$\begin{aligned} \frac{y_{ij}^{n+1} - y_{ij}^n}{\tau} &= \Lambda y_{ij}^n, & x_{ij} \in \omega_h, t_n \in \omega_t \\ y_{ij}^{n+1} &= \mu(x_{ij}, t_{n+1}), & x_{ij} \in \gamma_h, t_n \in \omega_t, \\ y_{ij}^0 &= u_0(x_{ij}), & x_{ij} \in \Omega_h, n = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$\begin{aligned} \Lambda y_{ij}^n &= \Lambda_1 y_{ij}^n + \Lambda_2 y_{ij}^n, \\ \Lambda_1 y_{ij} &= \frac{y_{i+1,j} + 2y_{ij} - y_{i-1,j}}{h_1^2}, \\ \Lambda_2 y_{ij} &= \frac{y_{i,j+1} + 2y_{ij} - y_{i,j-1}}{h_2^2}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Решение разностной схемы (2.2) вычисляется по слоям с помощью явной формулы:

$$y_{ij}^{n+1} = y_{ij}^n + \tau \Lambda y_{ij}^n, \quad n = 0, 1, K-1, x_{ij} \in \omega_h, \quad (2.4)$$

а также начальных и граничных условий, заданных согласно (2.2).

Преимуществом явной схемы является простота нахождения значений решения на верхнем слое. Существенным недостатком этой схемы является условная устойчивость. Схема (2.2) устойчива по начальным данным при выполнении условия:

$$\tau \left(\frac{1}{h_1^2} + \frac{1}{h_2^2} \right) < \frac{1}{2}. \quad (2.5)$$

Это условие накладывает очень жесткое ограничение на шаг по времени τ . Таким образом, преимущества этой схемы:

- 1) в наглядности и простоте использования, т.е. вероятность ошибки при составлении схемы для сложных систем уравнений минимальна;
- 2) количество арифметических операций в каждом временном слое минимально, поэтому есть возможность легко обобщить ее на многомерный случай;

Недостатком схемы является ограничение шага по времени, т.е. шаг по времени выбирается из условия устойчивости (2.5), и это в некоторых задачах приводит к резкому снижению её эффективности из-за мелкого шага по времени.

Эффективной схемой, сочетающей в себе лучшие стороны неявной схемы (абсолютная устойчивость) и явной схемы (меньшее количество операций), является метод переменных направлений. Начиная с пятидесятых годов прошлого века, эти методы под различными названиями (методы

переменных направлений, дробных шагов, расщепления, локально-одномерные методы) широко применялись для решения многомерных задач математической физики. Такие схемы называют экономичными схемами. Рассмотрим подробно одну из разностных схем метода переменных направлений для уравнения (2.1), называемую продольно-поперечной разностной схемой или схемой Писмена-Рэчфорда (Рис.2). В этой схеме переход от слоя n к слою $n + 1$ осуществляется в два этапа. На первом этапе определяют промежуточные значения $y_{ij}^{k+1/2}$ из системы уравнений:

$$\frac{y_{ij}^{n+1/2} - y_{ij}^n}{0,5\tau} = \Lambda_1 y_{ij}^{n+1/2} + \Lambda_2 y_{ij}^n, \quad x_{ij} \in \omega_h, \quad (2.6)$$

а на втором этапе, пользуясь найденными значениями $y_{ij}^{n+1/2}$, находят y_{ij}^n из системы уравнений:

$$\frac{y_{ij}^{n+1} - y_{ij}^{n+1/2}}{0,5\tau} = \Lambda_1 y_{ij}^{n+1/2} + \Lambda_2 y_{ij}^{n+1}, \quad x_{ij} \in \omega_h. \quad (2.7)$$

Здесь разностные отношения $\Lambda_1 y_{ij}$ и $\Lambda_2 y_{ij}$ определены согласно (2.3). Уравнение (2.6) является неявным только по переменной x_1 . Поэтому уравнения (2.6), (2.7) можно решить последовательным применением одномерных прогонок, сначала по направлению x_1 , затем по направлению x_2 . Этим обстоятельством и объясняется название метода. Преимущество этой схемы - ее абсолютная устойчивость.

В третьем параграфе приведены конечно-разностные схемы для уравнений модели термического пика.

В первом пункте приведен переход к безразмерным величинам. Для этого вводятся безразмерные переменные $\bar{T}_e = T_e/T_0, \bar{T}_i = T_i/T_0, \bar{r} = r/\Delta r, \bar{z} = z/\Delta z, \bar{t} = t/\Delta t$, где $\Delta r, \Delta z$ и Δt - единицы измерения расстояния и времени. Эти единицы выбраны в виде $\Delta t = \alpha_1 t_0, \Delta r = \Delta z = \alpha_2 r_0$. Здесь α_1 и α_2 произвольные безразмерные константы. Значения этих констант положим равными: $\alpha_1 = \alpha_2 = 100$. Тогда систему (1.1) - (1.2) можно записать в виде (верхние черты над безразмерными величинами для простоты опущены):

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = k_e \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} \right) - g_e(T_e - T_i) + A_e(r, z, t), \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = k_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \right) + g_i(T_e - T_i), \quad (2.9)$$

где $k_{e,i} = \lambda_{e,i} \alpha_1 t_0 / (C_{e,i} (\alpha_2 t_0)^2)$, $g_{e,i} = g \alpha_1 t_0 / C_{e,i}$. Начальные и граничные условия (1.3)-(1.4) записываются в виде:

$$T_{e,i}(r, z, 0) = 1, \quad (2.10)$$

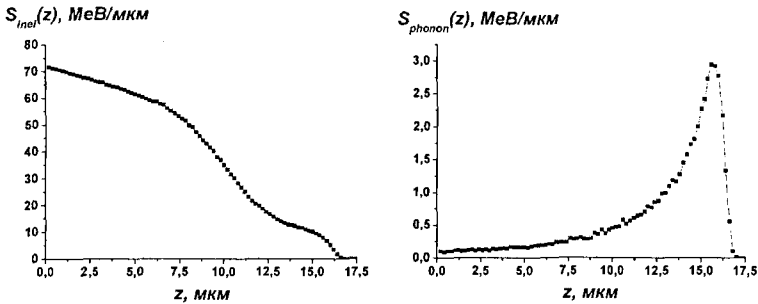


Рис. 3. Зависимость удельных ионизационных потерь энергии $S_{inel}(z)$ и потери энергии на возбуждение фононных колебаний $S_{phonon}(z)$ ионов урана с энергией 700 МэВ от глубины в никеле.

$$\left. \frac{\partial T_{e,i}(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_{e,i}(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (2.11)$$

$$T_{e,i}(R_m, z, t) = T_{e,i}(r, Z_m, t) = 1.$$

Безразмерная функция $A_e(r, z, t)$ определяется формулой:

$$A_e(r, z, t) = A_{0,e} \mu_e(z) \exp(-\alpha_2 r) \exp(-\alpha_1(t - 0.05)^2/2), \quad (2.12)$$

здесь $A_{0,e} = b_e S_{inel}(0) \alpha_1 t_0 / (C_e T_0)$.

Во втором пункте приведены численные схемы: двухслойная явная конечно-разностная схема порядка аппроксимации $O(h_t + h_r^2 + h_z^2)$ по формулам (2.2)-(2.4) и трехслойная схема переменных направлений порядка аппроксимации $O(h_t + h_r^2 + h_z^2)$ по формулам (2.6)-(2.7) для уравнений (2.8)-(2.12).

В четвертом параграфе представлено заключение по главе.

В третьей главе представлены результаты исследований тепловых процессов в никеле при облучении ионами урана с энергией 700 МэВ. Рассмотрены модели с учетом потери энергии на фононные колебания и с учетом движения налетающего иона внутри мишени.

В первом параграфе описывается актуальность и цель исследования, обосновывается необходимость учета указанных факторов.

Во втором параграфе рассматривается модель термического пика с источником, действующим только на электронную подсистему. При облучении материалов тяжелыми ионами высоких энергий потери энергии в основном расходуются на ионизацию (более 90%). Поэтому пренебрегаем другими потерями энергии (как и во многих других работах, например¹²).

¹² Комаров Ф.Ф., Ювченко В.Н. Модель термического пика для описания трекообразования в кристаллах полупроводников, облучаемых тяжелыми высокоэнергетическими ионами // ЖТФ, 2003, Т.73, вып.6, С.56

Компьютерная программа SRIM-2003¹³ позволяет вычислить потери энергии тяжелого иона при его прохождении через конденсированные среды, а именно: 1) неупругие потери энергии (ионизационные) $S_{inel}(z)$; 2) упругие потери энергии $S_{elastic}(z)$; 3) фононные возбуждения $S_{phonon}(z)$.

При облучении никеля ионами урана с энергией 700 МэВ потери энергии следующие:

$$E_{inel} = \int_0^{Z_m} S_{inel}(z) dz \approx 690 \text{ МэВ} (98, 48\%),$$

$$E_{phonon} = \int_0^{Z_m} S_{phonon}(z) dz \approx 10 \text{ МэВ} (1, 51\%).$$

$$E_{elastic} < 0.01\%$$

На рис.3. представлены ионизационные потери энергии $S_{inel}(z)$ (слева) и потери энергии на возбуждение фононных колебаний $S_{phonon}(z)$ (справа) ионов урана с начальной энергией 700 МэВ в никеле.

В третьем параграфе вводится модель термического пика с источником, учитывающим потери энергии на фононные возбуждения. При облучении материалов тяжелыми ионами высоких энергий потери энергии на фононные возбуждения возрастают в области остановки иона и возникает необходимость учитывать этот фактор (рис.3). Для этого в уравнение (1.2) добавим следующий источник, учитывающий потери энергии на фононные возбуждения:

$$A_i(r, z, t) = b_i S_{phonon}(z) \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_t^2}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (3.1)$$

где $S_{phonon}(z)$ - потери энергии иона на возбуждение фононных колебаний. На Рис.4 представлены температурные зависимости от глубины мишени для различных расстояний от оси OZ с учетом потери энергии тяжелого иона на фононы и без этого учета. Из представленного рисунка видно, что учет потери энергии на фононные возбуждения приводит к резкому росту температуры в глубине мишени (в области остановки иона).

В четвертом параграфе предложена модель, учитывающая движение налетающего иона внутри материала. Используя функцию

$$S(z) = S_{inel}(z) + S_{elastic}(z) + S_{phonon}(z)$$

полных потерь энергии иона, можно вычислить следующие величины, характеризующие прохождение иона по оси z в глубину мишени: энергию

¹³ J.P. Biersack, L.G. Haggmark. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1980, B174, pp.257-269 (<http://www.srim.org>)

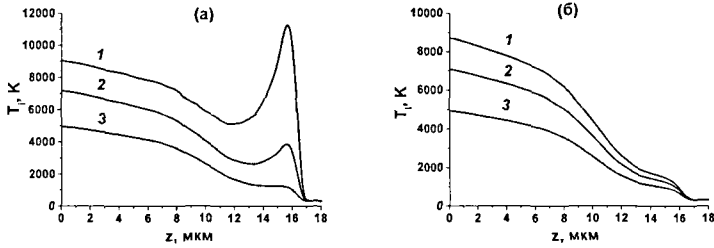


Рис. 4. Температурные зависимости по глубине мишени на различных расстояниях от оси OZ (1 - на оси вдоль траектории иона, 2 - при $r = 25\text{\AA}$, 3 - при $r = 50\text{\AA}$) с учетом прямых потерь энергии иона на фононы (а) и без учета (б) в момент времени $t = 6 \times 10^{-15}\text{c}$.

$E(z)$, скорость $V(z)$, а также время $t(z)$. Используя последнюю величину $t(z)$, можно оценить полное время прохождения иона в мишени до его полной остановки, которое оказывается равным: $\Delta t \approx 4 \times 10^{-12}\text{c}$. С учетом полученной выше зависимости $t(z)$ источник запишем в следующем виде:

$$A(r, z, t) = bS_{incl}(z) \exp\left(-\frac{(t - t_0 - t(z))^2}{2\sigma_t^2}\right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right). \quad (3.2)$$

Источник (3.1) действует на мишень в течение времени $0 < t < 10^{-14}\text{c}$ при $0 \leq z \leq Z_m$. В отличие от функции источника (1.4) функция источника (3.2) действует в мишени локально в области нахождения иона, и эта область движется вместе с ионом до его остановки.

На рис.5 для сравнительного анализа представлены изотермические поверхности, ограничивающие выделенный объем, в котором температура равна температуре плавления никеля без учета движения иона (верхний рисунок) и с учетом движения иона (нижний рисунок) в различные моменты времени.

В пятом параграфе приводится заключение по главе.

В четвертой главе исследуются термические процессы в двухслойном материале Ni(2мкм)/W при облучении ионами висмута с энергией 710 МэВ.

В первом параграфе обосновывается актуальность и цель исследования. В последние годы значительные усилия были направлены на создание наноструктур, представляющих собой достаточно тонкое (порядка нескольких микрометров) покрытие, нанесенное на материал подложки. Такая структура в ряде случаев позволяет улучшить антикоррозионные, теплофизические и электрофизические свойства, а также повысить износостойкость изделий из двухслойных материалов при сохранении механических свойств, присущих подложке. Часто такие материалы не смешива-

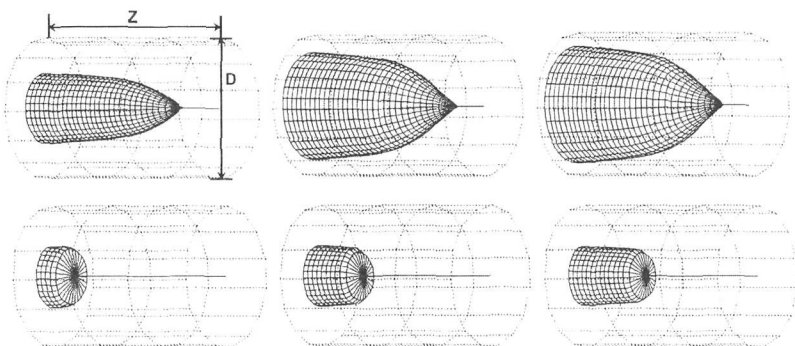


Рис. 5. Изотермические поверхности, ограничивающие выделенный объем, в котором температура равна температуре плавления никеля без учета движения иона (верхний рисунок) в моменты времени $t_1 = 1,2 \times 10^{-14} \text{с}$, $t_2 = 1,7 \times 10^{-14} \text{с}$, $t_3 = 3,0 \times 10^{-14} \text{с}$ и с учетом движения иона (нижний рисунок) в моменты времени $t_1 = 10^{-13} \text{с}$, $t_2 = 2,0 \times 10^{-13} \text{с}$ и $t_3 = 3,0 \times 10^{-13} \text{с}$. Размеры цилиндра, то есть штрихованной области составляют: диаметр $D = 280 \text{Å}$, глубина $z = 16,8 \times 10^4 \text{Å}$.

ются один с другим. В ряде работ для увеличения взаимного перемешивания компонент вблизи границы раздела используется облучение тяжелыми ионами с высокими удельными ионизационными потерями энергии и пробегами, заведомо превышающими толщину нанесенного покрытия¹⁴.

Во втором параграфе приведена математическая постановка задачи: модель термического пика для расчета температур в структуре, состоящей из двух слоев различных материалов (аналогично формулам (1.1)-(1.7) для каждого слоя), а условия сопряжения на границе раздела H двух материалов можно ввести двумя способами:

а) идеальный контакт:

$$T_{e,i,1}(r, z, t)|_{z=H-0} = T_{e,i,2}(r, z, t)|_{z=H+0}, \quad (4.1)$$

$$\lambda_{e,i,1} \frac{\partial T_{e,i,1}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H-0} = \lambda_{e,i,2} \frac{\partial T_{e,i,2}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H+0}.$$

Эти условия означают непрерывность температуры и теплового потока на границе раздела двух материалов при $z = H$.

б) неидеальный контакт:

$$\lambda_{e,i,1} \frac{\partial T_{e,i,1}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H-0} = \lambda_{e,i,2} \frac{\partial T_{e,i,2}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H+0}, \quad (4.2)$$

¹⁴ Bolse W., Schattat B. //Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. B. 2002. V. 190. P. 173-176.

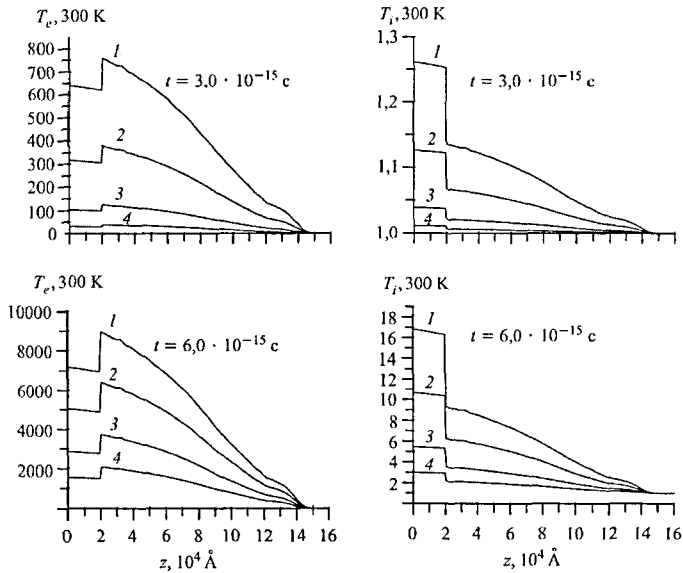


Рис. 6. Зависимости электронных и решеточных температур в слоях от глубины z (глубина раздела слоев $H=2\text{мкм}$).

$$\lambda_{e,i,1} \frac{\partial T_{e,i,1}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=H-0} = \Theta [T_{e,i,1}(r, z, t)|_{z=H-0} - T_{e,i,2}(r, z, t)|_{z=H+0}],$$

Θ – коэффициент теплопередачи. В диссертации рассмотрена задача с условием сопряжения (4.1) (идеальный контакт). Её численное решение основано на применении явной схемы и метода переменных направлений.

В третьем параграфе приведены результаты численных расчетов.

На рис.6 представлены зависимости электронных и решеточных температур в слоях Ni и W в двухслойной структуре вдоль проективного пробега иона от глубины z в двухслойной мишени Ni(2 мкм)/W для двух моментов времени $t_1 = 3 \times 10^{-15}\text{с}$, $t_2 = 6 \times 10^{-15}\text{с}$ и при четырех расстояниях от оси трека $r = 0, 25\text{Å}, 50\text{Å}$ и 75Å , соответственно кривые 1-4. Из рисунка видно, что решеточная температура в слое Ni превышает температуру в подложке и растет более быстро из-за соотношений коэффициентов, характеризующих тепловые процессы.

В четвертом параграфе приводится заключение по главе.

Пятая глава диссертации посвящена исследованию термических процессов в анизотропных материалах при облучении тяжелыми ионами висмута (710МэВ) и криптона (253МэВ).

В первом параграфе описывается актуальность и цель исследования. Одним из направлений в наноразмерных исследованиях и технологиях

является создание структур на основе углерода, например фуллеренов, структуры, представляющей собой сферическое образование из 60 атомов углерода - C_{60} , а также углеродные нанотрубки и другие. К углеродным структурам, представляющим значительный интерес, относится и высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ).

Во втором параграфе приведены экспериментальные исследования облучения ВОПГ тяжелыми ионами висмута и криптона. Основные экспериментальные данные при облучении ВОПГ ионами висмута и криптона следующие¹⁵:

а) при облучении ионами висмута вблизи поверхности ВОПГ методами сканирующей туннельной микроскопии были обнаружены структурные изменения, представляющие собой выступы с кратерами в центре.

б) при облучении ионами криптона подобных структурных изменений на поверхности ВОПГ обнаружено не было.

В третьем параграфе приведена постановка задачи. Для анизотропных материалов система уравнений (1.1)-(1.2) модели термического пика может быть записана в виде:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \lambda_e^\perp \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} \right) + \lambda_e^\parallel \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - g(T_e - T_i) + A_e(r, z, t), \quad (5.1)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \lambda_i^\perp \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} \right) + \lambda_i^\parallel \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} + g(T_e - T_i). \quad (5.2)$$

где - $C_{e,i}^{\perp,\parallel}$, $\lambda_{e,i}$ и g теплофизические параметры системы. Символы "⊥" и "∥" означают, что теплопроводности зависят от направления и соответствуют направлениям по r и по z . Начальные и граничные условия определяются соответственно формулами (1.4)-(1.5).

В четвертом параграфе приведены результаты расчетов. На рис.7 представлены зависимости от времени температур решетки на поверхности ВОПГ при облучении ионами висмута и ионами криптона при разных значениях коэффициента электрон-фононного взаимодействия g . Из этих рисунков видно, что, начиная со значения параметра $g \approx 1,5 \cdot g_k$ ($g_k = 3,12 \times 10^{12} \text{Вт}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$), температура на поверхности ВОПГ при облучении ионами висмута может превышать температуру сублимации. Этот же процесс при облучении ВОПГ ионами криптона начинается с существенно большего значения константы $g \approx 4,5 \cdot g_k$. Исходя из экспериментальных данных и результатов, представленных на рис.7 для ВОПГ, облученного ионами криптона и висмута, установлено, что константа электрон-фононного взаимодействия должна удовлетворять двойному неравенству: $1,5 \cdot g_k \leq g \leq 4,5 \cdot g_k$.

¹⁵ Дидык А.Ю., Латышев С.В., Семин В.К. и др. Влияние облучения ионами криптона с энергией 305 МэВ на высоко-ориентированный пиролитический графит. // Письма в ЖТФ, 2000, т.26, №17, с.1-5.

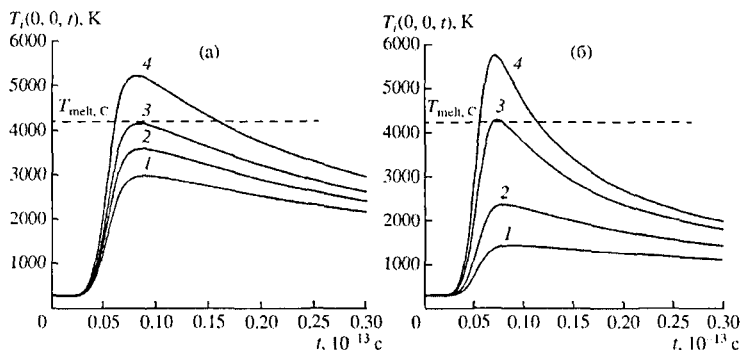


Рис. 7. Временные зависимости температуры кристаллической решетки на поверхности ВОПГ при облучении ионами висмута (а) и криптона (б) при разных значениях коэффициента взаимодействия (для висмута: 1 – $g_k = 3, 12 \times 10^{12} \text{Вт}/(\text{см}^3 \cdot \text{К})$, 2 – $g = 1, 25 \times g_k$, 3 – $g = 1, 5 \times g_k$, 4 – $g = 2 \times g_k$; для криптона: 1 – g_k , 2 – $g = 2 \times g_k$, 3 – $g = 4, 5 \times g_k$, 4 – $g = 7 \times g_k$; штрихованной линией обозначена температура сублимации ВОПГ).

В четвертом параграфе сделано заключение по главе.

В Заключение сформулированы основные результаты диссертации которые выносятся на защиту:

1. Разработана модификация трехмерной модели термического пика, учитывающая потери энергии иона на возбуждение фононных колебаний и движение иона в глубине мишени до его остановки.
2. Разработаны алгоритмы и комплекс программ для численного решения системы уравнений в модели термического пика (<http://www.info.jinr.ru/~sharipov>).
3. Проведено исследование температурных эффектов в никелевой мишени, облучаемой ионами урала с энергией 700 МэВ. Получены оценки характерных размеров областей в мишени без учета (с диаметром 230Å и глубиной $140 \cdot 10^3 \text{Å}$) и с учетом (с диаметром 230Å и глубиной $168 \cdot 10^3 \text{Å}$) потери энергии на возбуждение фононных колебаний. В указанных областях происходят процессы плавления и образования треков.
4. Изучены процессы ускоренной радиационно-стимулированной диффузии в двухслойных структурах. Получена оценка размера области мишени (глубина $72 \cdot 10^3 \text{Å}$ и диаметр 222Å), в которой происходят

процессы плавления и взаимное перемешивание компонент материала.

5. Выполнены исследования тепловых процессов при облучении ВОПГ тяжелыми ионами ^{209}Bi (710 МэВ) и ^{86}Kr (253 МэВ) в зависимости от значений константы электрон-фононного взаимодействия g . В случае облучения ионами висмута численные расчеты показали, что при $1,5 \cdot g_k \leq g \leq 4,5 \cdot g_k$ ($g_k = 3,12 \cdot 10^{12}$ Вт/(см³·К)) температура ВОПГ превышает температуру сублимации, которая приводит к дефектным структурам типа кратеров на поверхности. В случае облучения ионами криптона при тех же значениях константы g дефектные структуры отсутствуют, что подтверждается экспериментальными данными.

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

- [А1] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Е.В. Земляная, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, В.К. Семина, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Численное исследование температурных эффектов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий в рамках уравнений теплопроводности для электронов и решетки.* // Письма в ЭЧАЯ, 2006, т.3, №1(130), стр.63-75.
- [А2] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, В.К. Семина, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Применение модели термического пика для расчета температуры в двухслойных структурах вдоль проективного пробега тяжелого иона высокой энергии.* // Письма в ЭЧАЯ, 2006, т.3, №5(134), стр.80-91.
- [А3] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, И.В. Пузынин, В.К. Семина, А. Хофман, Ю.Н. Чсблук, З.А. Шарипов. *Распыление твердых тел под действием тяжелых ионов и температурные эффекты в электронной и решеточной подсистемах.* // ЭЧАЯ, 2006, т.37, №6, стр.1592-1644.
- [А4] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, В.К. Семина, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Применение модели термического пика для объяснения изменений структуры поверхности высокоориентированного пиролитического графита при облучении быстрыми ионами 86 Kr и 209 Bi с высокими ионизационными потерями энергии.* // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2008, №5, стр.3-12.
- [А5] И.В. Амирханов, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, З.А. Шарипов. *Математическое моделирование тепловых процессов в материалах при облучении тяжелыми ионами высоких энергий.* // Вестник ТвГУ. Серия: Прикладная математика, 2009, вып.1(12), №8, стр. 17-27.
- [А6] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, В.К. Семина, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Численное исследование температурных эффектов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий в рамках уравнений теплопроводности для электронов и решетки.* // Труды IX научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. Дубна, 2005. с. 142-145.

- [A7] З. А. Шарипов. *Численное исследование температурных эффектов в материалах при облучении их тяжёлыми ионами высоких энергий в рамках уравнений теплопроводности для электронов и решетки.* // Материалы XII международной научной конференции молодых ученых "Ломоносов-2005 Москва, 2005, с.48-49.
- [A8] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, В.Н. Робук, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, В.К. Семина, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Температура в двухслойных материалах вдоль проективного пробега тяжёлого иона высокой энергии в модели термического пика.* // Материалы XV Международного совещания "Радиационная физика твёрдого тела", Севастополь, 2005, с.331-356.
- [A9] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, И.В. Пузынин, Т.П. Пузыпина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, З.А. Шарипов. *Исследование тепловых процессов в двухслойных материалах при облучении их тяжёлыми ионами высоких энергий в рамках модели термического пика с постоянными теплофизическими параметрами.* // Тезисы докладов V Национальной конференции "РСНЭ НАНО-2005", ИК РАН, Москва, 2005, с.322.
- [A10] З. А. Шарипов. *Исследование тепловых процессов при облучении двухслойных материалов тяжёлыми ионами высоких энергий.* // Труды X научной конференции молодых ученых, Дубна, 2006, с.65-68.
- [A11] И.В. Амирханов, Д.З. Музафаров, З.А. Шарипов. *Исследование тепловых процессов в материалах с движущимся источником.* // Тезисы докладов 42 Всероссийской конференции по проблемам математики, информатики, физики и химии. Москва, РУДН, 2006, с.47.
- [A12] З. А. Шарипов. *Тепловые процессы в анизотропных материалах при облучении тяжёлыми ионами высоких энергий.* // Труды XI научной конференции молодых ученых, 2007г, Дубна, с.71-74.
- [A13] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузыпина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Температурные эффекты в высокоориентированном пиролютическом графите при облучении ионами высоких энергий в модели термического пика.* // Материалы XVII Международной конференции "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 2007 г, с.234-241.

- [A14] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, А. Хофман, З.А. Шарипов. *Температурные эффекты в высокоориентированном пиролитическом графите при облучении тяжёлыми ионами ^{86}Kr и ^{209}Bi высоких энергий в модели термического пика.* // Материалы 18-ой международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2007)", 2007 г., Звенигород, с.89.
- [A15] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, З.А. Шарипов. *Исследование температурных эффектов в анизотропных материалах при облучении их тяжёлыми ионами ^{86}Kr и ^{209}Bi высоких энергий в модели термического пика.* // Тезисы докладов VI Национальной конференции "РСНЭ-НАНО-2007", ИК РАН, Москва, 2007, с.449.
- [A16] З. А. Шарипов. *Моделирование тепловых процессов в материалах при облучении тяжёлыми ионами высоких энергий в рамках обобщенной модели термического пика.* // Труды XII научной конференции молодых ученых, 2008 г, Дубна, с.71-74.
- [A17] З. А. Шарипов. *Моделирование тепловых процессов в материалах при облучении тяжёлыми ионами высоких энергий в рамках обобщенной модели термического пика.* // Сборник тезисов XV Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов-2008", Москва, 2008, с.343-345.
- [A18] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, З.А. Шарипов. *Моделирование тепловых процессов в однослойных и двухслойных материалах при прохождении тяжёлых заряженных частиц высоких энергий.* // Материалы международной конференции "Математическое моделирование и вычислительная физика", Дубна, ЛИТ ОИЯИ, 2009, с.42.
- [A19] А. Ю. Дидык, З. А. Шарипов. *Учет фоновых колебаний при прохождении тяжёлых ионов высоких энергий через конденсированные среды в обобщенной модели термического пика.* // Материалы XIX Международного совещания "Радиационная физика твердого тела", Севастополь, 2009, с.698-707.
- [A20] И.В. Амирханов, А.Ю. Дидык, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И. Сархадов, З.А. Шарипов. *Модифицированная модель теплового пика в материалах при облучении*

тяжелыми ионами высоких энергий с функцией источника, зависящей от скорости иона. // Тезисы докладов VII Национальной конференции "РСНЭ-НБИК-2009", ИК РАН, Москва, 2009, с.322.

Получено 9 марта 2010 г.