



*На правах рукописи*

**Чан Ми Ким Ан**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ВОЗДЕЙСТВИЯ  
КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА  
МЕТАЛЛЫ**

**01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника**

**Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

**Томск – 2019**

**Работа выполнена в отделении информационных технологий инженерной школы информационных технологий и робототехники федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ)**

**Научный руководитель:** **Коваль Тамара Васильевна**  
доктор физико-математических наук, с.н.с.

**Официальные оппоненты:** **Козырев Андрей Владимирович**  
доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией теоретической физики ФГБУН Института сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

**Климов Александр Сергеевич**  
доктор технических наук, с.н.с. лаборатории плазменной электроники кафедры физики ФГБОУ ВО «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, профессор кафедры физики», г. Томск

Защита состоится «27» июня 2019 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета ДС.ТПУ.07 при ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 2, стр. 4, ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу: г. Томск, ул. Белинского, 53 и на сайте: [dis.tpu.ru](http://dis.tpu.ru)

Автореферат разослан «15» мая 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета



Иванова А.И.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы.** Прогресс в разработке и развитии технологии модификации поверхностных слоев металлов и сплавов, определяет одно из направлений будущего развития науки и промышленности, и во многом связывается с эффективными методами воздействия концентрированных потоков энергии (КПЭ) на вещество. Плазма и КПЭ (газовое пламя, электрическая дуга, пучок электронов, поток ионов и поток плазмы и др.) представляют собой универсальный технологический инструмент, достоинствами которого являются высокая интенсивность, непосредственное воздействие источника энергии на зону образцов, ограниченная (локализованная) зона воздействия, быстрота, эффективность, производительность и экологически чистое влияние по сравнению с традиционными видами механической и химико-термической обработки. К отраслям, которые используют технологии, основанные на применении КПЭ, относятся микроэлектроника, автомобильная, аэрокосмическая, приборостроительная, инструментальная промышленность, машиностроение и т.д. [1-4].

Для целей легирования среди различных способов обработки КПЭ вызывает интерес плазменные способы, позволяющие проводить обработку больших площадей (сотни квадратных сантиметров) за один импульс. Эффект дальнего действия и сверхглубокого проникновения примеси (несколько сотен микрометров) обуславливает интерес к методам ионно-пучкового воздействия, среди которых плазменно-иммерсионная ионная имплантация является наиболее привлекательной. Импульсная электронно-пучковая обработка позволяет формировать в зоне оплавления закалочные структуры (благодаря предельным градиентам температуры  $10^7$ - $10^8$  К/м). Следующим шагом повышения эффективности модификации структуры и свойств материала являются электронно-ионно-плазменные методы, сочетающие воздействие на поверхность плазменных потоков, ускоренных ионных и электронных пучков [1-3].

В Институте сильноточной электроники СО РАН (ИСЭ СО РАН) разрабатываются плазменные источники с накаливаемым и полым катодами, электронные источники со взрывоэмиссионным и плазменным катодами [6,7], в Научной лаборатории высокоинтенсивной имплантации ионов Национально-исследовательского Томского политехнического университета (НИ ВИИ НИ ТПУ) низкоэнергетический импульсно-периодический источник с плазменно-иммерсионным формированием и баллистической фокусировкой ионного пучка [8,9]. Характеристики этих источников позволяют эффективно их использовать для целенаправленного изменения свойств поверхностных слоев материалов и изделий. Несмотря на существующее множество экспериментальных и теоретических работ, из-за сложности и многообразия процессов, протекающих при формировании пучков заряженных частиц и воздействия их на материалы, требуются дальнейшие исследования для определения

устойчивых режимов работы этих источников и, соответственно, оптимальных параметров воздействия потоков энергии на поверхность материалов и изделий.

**Тематика диссертационной работы**, направленная на математическое моделирование физических процессов, подтверждение результатов экспериментов и определение основных механизмов плазменно-иммерсионного формирования и транспортировки сфокусированного ионного пучка, воздействия высокоинтенсивных (с плотностью тока до  $500 \text{ mA/cm}^2$ ) низкоэнергетических ( $1\text{...}3 \text{ кэВ}$ ) ионных пучков металлов и газов, нагрева мишени в импульсе ( $50\text{...}200 \text{ мкс}$ ) высокоскоростного воздействия низкоэнергетического ( $10\text{...}30 \text{ кэВ}$ ) интенсивного электронного пучка (с плотностью энергии  $8\text{...}20 \text{ Дж/см}^2$ ) является актуальной для решения вопроса управления ионно- и электронно-пучковой обработкой, обуславливающего дальнейшее развитие технологий по улучшению эксплуатационных свойств материалов и изделий.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российским научным фондом, грант 17-19-01169.*

**Цель диссертационной работы** – теоретическое исследование с применением численного моделирования, сравнение с экспериментами и определение основных закономерностей процессов плазменно-иммерсионного формирования и транспортировки сфокусированного ионного пучка, воздействия на металлы интенсивных ионных и электронных низкоэнергетических пучков.

#### **Основные задачи исследований:**

1. Математическое моделирование плазменно-иммерсионного формирования и транспортировки высокоинтенсивных низкоэнергетических ионных пучков с баллистической фокусировкой.

2. Построение математической модели формирования ионномодифицированных слоев металла с учетом распыления поверхности ионами пучка, исследование закономерностей азотирования стали 40Х высокоинтенсивными пучками ионов низкой энергии.

3. Численное исследование высокоскоростного воздействия на металлические образцы низкоэнергетического интенсивного электронного пучка.

**Предмет исследования** – математическое моделирование формирования высокоинтенсивных низкоэнергетических пучков заряженных частиц (ионов и электронов), тепловые и диффузионно-кинетические процессы в приповерхностных слоях металлов при пучковом воздействии.

#### **Научная новизна работы**

1. Теоретически с применением численного моделирования проведено исследование плазменно-иммерсионного формирования и транспортировки сфокусированных высокоинтенсивных (до  $500 \text{ mA/cm}^2$ ) ионных пучков и подтверждены наблюдаемые в эксперименте основные закономерности; показано, что ограничение ионного тока на коллекторе обусловлено формированием виртуального анода в про-

странстве транспортировки пучка, одним из механизмов компенсации пространственного заряда которого является ионно-электронная эмиссия с поверхности электродов.

2. Построена диффузионная модель многофазного твердого тела с учетом распыления поверхности ионами пучка и проведено исследование влияния плотности тока ( $0.01 \dots 0.5 \text{ А/см}^2$ ) низкоэнергетических ( $1 \dots 3 \text{ кэВ}$ ) ионов азота на формирование ионно-модифицированных слоев стали 40Х.

3. Проведено численное исследование высокоскоростного ( $50 \dots 200 \text{ мкс}$ ) электронно-пучкового воздействия с плотностью энергии  $8 \dots 20 \text{ Дж/см}^2$  на поверхность металлических образцов (алюминий, титан, алюминий с титановым покрытием) и показано влияние динамики радиального распределения плотности тока электронного пучка в источнике с плазменным катодом СОЛО на скорость нагрева поверхности образцов.

**Практическая значимость работы.** Результаты моделирования, полученные в диссертационной работе, применялись для анализа экспериментальных результатов по электронно-пучковому (ИСЭ СО РАН) и ионно-пучковому (НЛ ВИИ НИ ТПУ) воздействию на металлы и могут быть использованы при оптимизации и управлении режимами плазменной, ионно- и электронно-пучковой обработки материалов для образования модифицированных слоев с заданными свойствами.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Численным моделированием показано, что в источнике с плазменно-иммерсионным формированием пучка геометрия пространства дрейфа, параметры плазмы, амплитуда и частота отрицательного потенциала смещения определяют условия компенсации пространственного заряда фокусируемого пучка и динамику заряженных частиц (плазмы и пучка) в пространстве транспортировки пучка. Ограничение тока ионного пучка на коллектор, а также спонтанное укорочение длительности импульсов тока ионного пучка, обусловлено формированием виртуального анода, одним из механизмов, компенсации пространственного заряда которого является ионно-электронная эмиссия с поверхности электродов.

2. С применением математической модели, построенной в терминах параметров азотирования и описывающей взаимосвязанный рост нитридных ( $\text{Fe}_{2-3}\text{N}$ )  $\varepsilon$ - и ( $\text{Fe}_4\text{N}$ )  $\gamma'$ -слоев, получено, что конкуренция скоростей распыления поверхности и радиационно-стимулированной диффузии при воздействии на сталь 40Х импульсно-периодического пучка ионов азота (с энергией ионов  $1.2 \text{ кэВ}$  при плотности ионного тока  $j = 50 \dots 500 \text{ мА/см}^2$ ) определяет экспериментальные профили распределения примеси азота по глубине, максимальную глубину ( $180 \text{ мкм}$ ) при  $j = 300 \text{ мА/см}^2$  и формирование приповерхностного  $\gamma'$  слоя, ответственного за эффект упрочнения поверхности.

3. Численно получено, что скорость нагрева поверхности мишени при воздействии энергии ( $8 \dots 20 \text{ Дж/см}^2$ ,  $\tau = 50 \dots 200 \text{ мкс}$ ) электронного пучка определяется

основными характеристиками пучка на мишени и динамикой радиального распределения плотности тока пучка (обусловленной процессами формирования и транспортировки электронного пучка в источнике с плазменным катодом СОЛО); сравнение с экспериментами показывает, что процессы, связанные взаимодействием интенсивного пучка с расплавленным алюминием (при энергии пучка  $E > 15$  Дж/см<sup>2</sup>), влияют не только на конфигурацию импульса тока пучка, но и на измерения температуры поверхностного слоя.

4. **Достоверность.** Результаты диссертационной работы подтверждаются удовлетворительным совпадением результатов расчетов с экспериментальными данными и систематическим характером исследований.

**Личный вклад автора** – проведение аналитических оценок и численных расчетов, сравнительные анализы экспериментальных и теоретических результатов, формулирование научной новизны, защищаемых положений и выводов.

**Апробация результатов.** Основные результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались на научных семинарах кафедры Прикладной математики ИК ТПУ и конференциях: III Международной научной конференции «Информационные технологии в науке, управлении, социальной сфере и медицине» 23-26 мая 2016 г., Томск; XIV Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Молодежь и современные информационные технологии», 7-11 ноября 2016 г., г. Томск; 13<sup>th</sup> International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, 2-7 октября, 2016 г. Томск; XII International Conference Radiation-Thermal Effects and Processes in Inorganic Materials, 4 - 12 September 2016, Tomsk, Russia; 12-й Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом» (ВИТТ - 2017), 19-22 сентября 2017 г., Минск; Всероссийской (с международным участием) конференции «Физика низкотемпературной плазмы» 2017, 5 – 9 июня 2017 г., Казань; VI международном Крейнделевском семинаре «Плазменная эмиссионная электроника», 3–8 августа 2018 г., Улан-Удэ; 14th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, September 16–22, 2018, Tomsk, Russia; 20th International Symposium on High-Current Electronics, September 16–22, 2018, Tomsk, Russia.

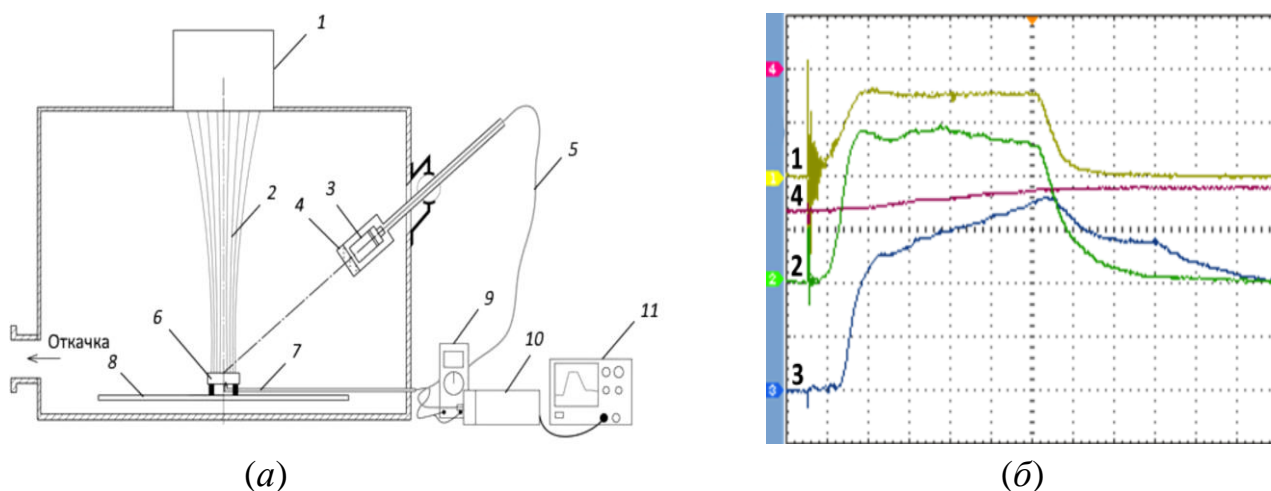
**Публикация.** Материалы диссертации опубликованы в 6 статьях, индексируемых международными базами данных (Web of Science, Scopus и др.), 1 статье в отечественном рецензируемом журнале, входящем в перечень ВАК РФ и 8 полнотекстовых докладах в трудах международных и всероссийских конференций и симпозиумов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 3 приложения. Объем диссертации составляет 104 страницы, включая 54 рисунка, 1 таблицы и список литературы из 100 наименований.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснованы актуальность, цель, основные задачи, предмет исследования и практическая значимость диссертационной работы. Излагается краткое содержание диссертационной работы, формулируются научная новизна и выносимые на защиту научные положения.

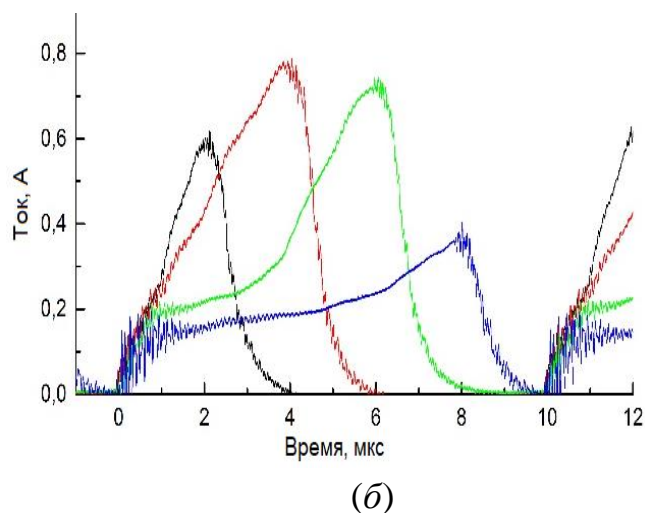
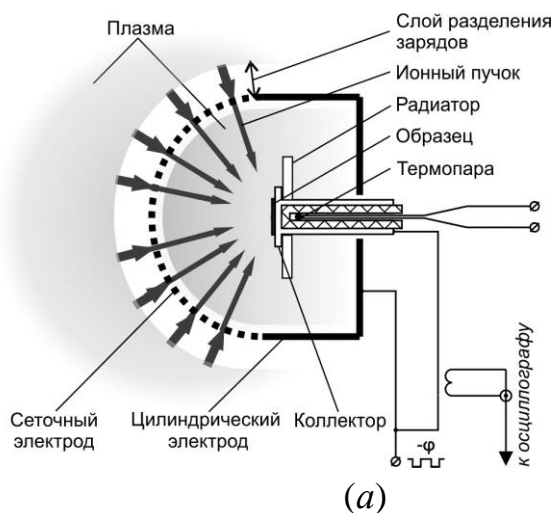
В первой главе приведено описание источников заряженных частиц (электронных и ионных) и результатов экспериментов; проведено описание математических моделей формирования пучков заряженных частиц и их взаимодействия с материалами.



**Рис. 1.** (а) – схема импульсного измерения температуры поверхности образца: 1 – электронный источник; 2 – импульсный электронный пучок; 3 – объектив; 4 – кварцевое стекло; 5 – оптический волновод; 6 – облучаемый образец; 7 – термопара; 8 – подвижный стол; 9 – мультиметр; 10 – пирометр; 11 – осциллограф; (б) – осциллограммы токов разряда (1) и электронного пучка (2) (40 А/дел.), ускоряющего напряжения (4) (5кВ/дел.) и температуры поверхности образца (3) (2 В/дел.), масштаб времени 25 мкс/дел [с, j]

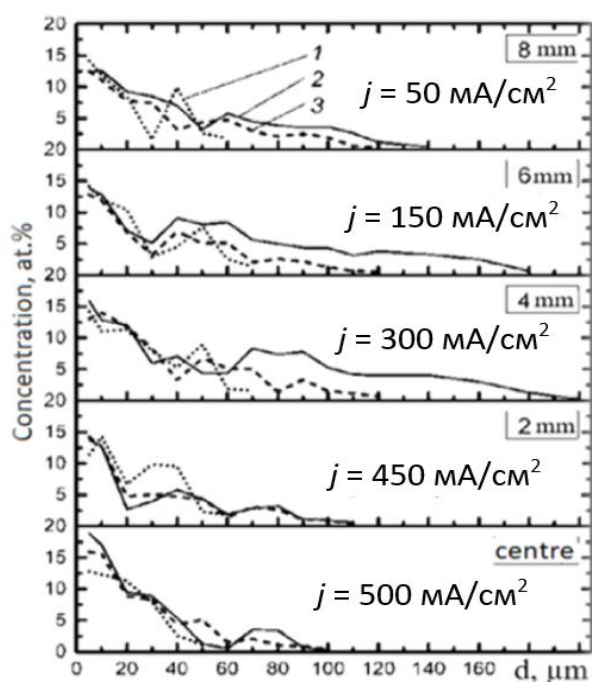
Импульсная электронно-пучковая установка «СОЛО» [7] применяется для модификации поверхности материалов благодаря высоким скоростям нагрева ( $10^8$  К/с) и охлаждения ( $10^6 \dots 10^7$  К/с) поверхностного слоя материалов. Методика измерения температуры поверхности совместно с численным моделированием высокоскоростного воздействия электронного пучка открывает возможности, как изучения процессов нагрева, плавления, испарения материалов, так и управления технологическими параметрами электронно-пучковой модификации с целью получения заранее заданных свойств материалов. Схема источника и импульсного измерения температуры поверхности образцов (титан ВТ1-0, алюминий А7, алюминий с титановым покрытием) и типичные осциллограммы токов и температуры поверхности образца показаны на рис. 1.

В источнике с плазменно-иммерсионным формированием высокоинтенсивного ионного пучка получены низкоэнергетические (1...5 кэВ) пучки ионов металлов и газов с плотностью ионного тока до  $1 \text{ A/cm}^2$  [8] (рис. 2а).

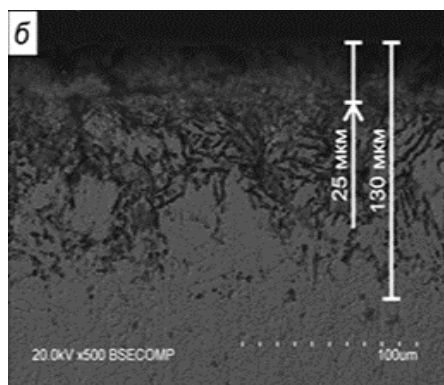


**Рис. 2.** Схема ионного источника с плазменно-иммерсионным формированием (а) и осциллограммы ионного тока алюминия на коллектор при длительностях ускоряющего напряжения 2, 4, 6 и 8 мкс (б) [5,6]

Заполнение плазмой области дрейфа пучка с баллистической фокусировкой осуществляется в паузах между импульсами отрицательного смещения на сеточном электроде (частота импульсов смещения  $10^5$  Гц), длительность  $\tau$  этих импульсов значительно влияет на нейтрализацию пространственного заряда ионного пучка и эффективность транспортировки фокусируемого ионного пучка (рис. 2б).



**Рис. 3а**



**Рис. 3б.**

**Рис. 3.** Концентрационные профили распределения примеси азота по глубине образца на различных расстояниях от центра кратера распыления (а): 1 –  $T = 450^\circ\text{C}$ ; 2 –  $500^\circ\text{C}$ ; 3 –  $580^\circ\text{C}$ ; (б): Микрофотография металлографического шлифа образца,  $T = 500^\circ\text{C}$  на расстоянии 4 мм от центра кратера [9]



В эксперименте [9] радиально неоднородное распределение плотности тока ионов азота на коллекторе коррелирует с глубиной распыления его поверхности ионами пучка и используется для исследования влияния дозы частиц ( $10^{20} \dots 2 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup>,  $j = 50 \dots 500$  мА/см<sup>2</sup>,  $W = 1.2$  кэВ) на азотирование стали 40Х. На рис. 3а показаны распределения примеси азота по глубине образца, измеренные на различных расстояниях от центра кратера распыления [9], максимальная ширина азотированного слоя 180 мкм соответствует температуре 500°C и расстоянию от центра кратера распыления 4 мм (при плотности тока  $\sim 0.3$  А/см<sup>2</sup>).

Двухслойная структура облученной мишени (рис. 3б) указывает на то, что в этих областях диффузионные процессы протекают с разной скоростью (диффузия вдоль границ зерен, внутри зерна).

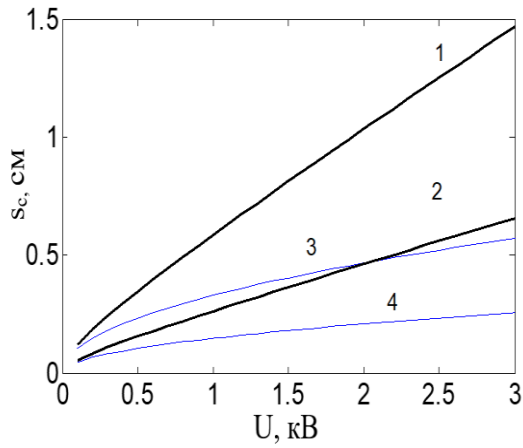
**Во второй главе** численно с применением метода крупных частиц (КАРАТ) подтверждаются результаты эксперимента, показывающего возможность плазменно-иммерсионного формирования и транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка с баллистической фокусировкой, определяются условия формирования виртуального анода и устойчивой транспортировки ионного пучка.

При плазменно-иммерсионном формировании пучка извлекаемые из плазмы ионы ускоряются в высоковольтном слое пространственного разделения зарядов, формирующемся перед отрицательным полусферическим сеточным электродом. Ширина слоя разделения заряда  $s_c$  зависит от амплитуды напряжения смещения  $U$ , концентрации плазмы  $n$  и дрейфовой скорости плазмы  $v_{dr}$ , в стационарном режиме определяется выражением:

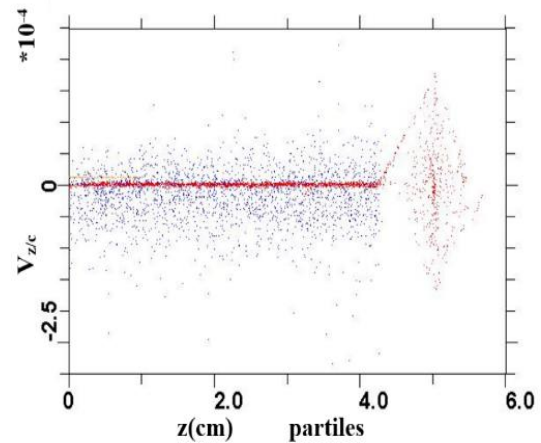
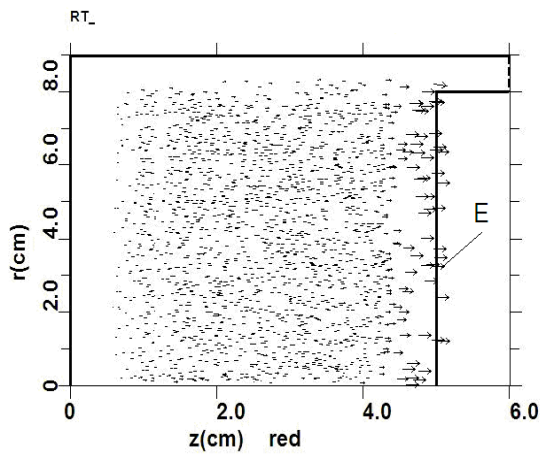
$$s_c = s_0 \frac{\sqrt{2}}{3} \left( \frac{u_0}{v_{dr} + u_B} \right)^{1/2} \quad (1)$$

где  $s_0 = (2\varepsilon_0 |U| / Zen)^{1/2}$  – толщина ионного матричного слоя,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $u_0$  – средняя скорость иона,  $u_B$  – скорость Бома,  $Z$  – зарядовое число,  $e$  – заряд электрона. Методом крупных частиц (КАРАТ) проведено исследование формирования слоя разделения заряда. На рис. 4 показаны изменение стационарной ширины слоя разделения заряда  $s_c$  ( $I$ ) и ширины матричного слоя  $s_0$  в зависимости от амплитуды напряжения смещения.

Конфигурационные портреты плазменных ионов в системе с плоскими электродами (для наглядности) показаны на рис. 5а для непроницаемого электрода ( $E$ ) и на рис. 5б с прозрачностью электрода  $\chi = 0.5$ , когда формируется виртуальный анод в пространстве дрейфа ускоренных ионов;  $n = 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $U = -2.6$  кВ, энергия дрейфа плазмы  $\varepsilon_{dr} = 30$  эВ (в направлении электрода ( $E$ )). Численные расчеты (рис. 5) согласуются с аналитическими оценками (рис. 4).



**Рис. 4.** Зависимость стационарной ширины слоя разделения заряда (1, 3) и матричного слоя (2, 4) от амплитуды напряжения смещения; 1, 3 –  $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , 2, 4 –  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$



(a)

(б)

**Рис. 5.** Конфигурационный портрет плазменных ионов: (a) – сплошной электрод, (б) – прозрачность электрода 0.5, ионы – красные точки, электроны – синие точки

Моделирование процессов формирования слоя разделения заряда и транспортировки ионного пучка осуществляется отдельно из-за трудностей, связанных с разными пространственными и временными масштабами.

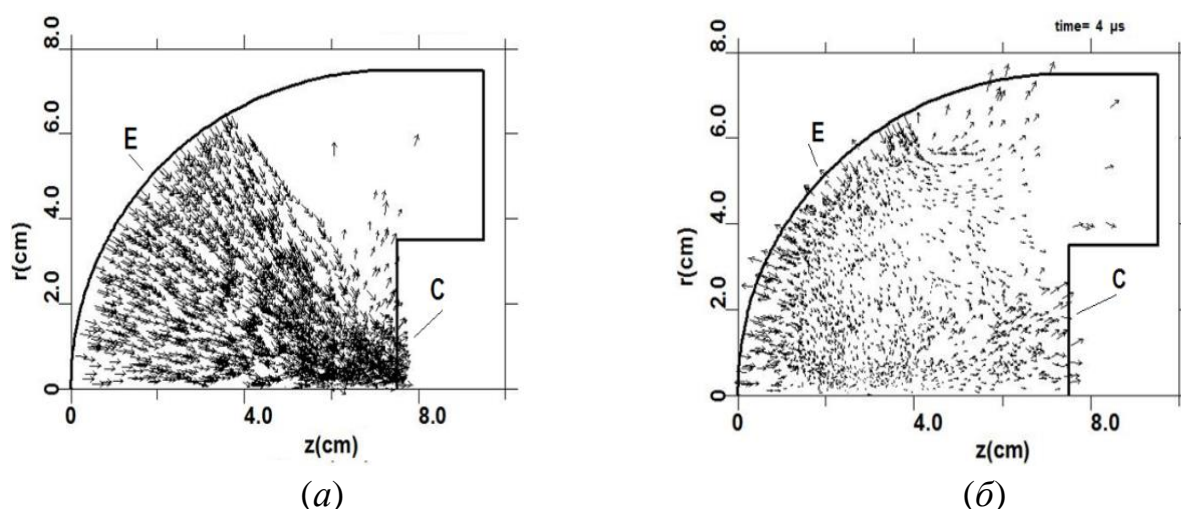
Исследование транспортировки фокусируемого ионного в пространстве дрейфа (рис. 2a) проводится аналитически и методом крупных частиц. Система уравнений

$$\begin{cases} r'' - r\theta'^2 = 0 \\ r\theta'' + 2\theta'r' = \frac{e}{M} E_\theta \end{cases} \quad (2)$$

позволяет определить влияние геометрии системы и пучка на траектории ионов в собственном поле  $E_\theta$  в ламинарном приближении.

Исследование самосогласованной динамики заряженных частиц и плазмы проводится методом крупных частиц (КАРАТ). Ионы пучка инжектируются с полусферического электрода (E) и транспортируются к коллектору (C) (рис. 6) в эквипотенциальном пространстве, концентрация плазмы в котором  $\bar{n}$  зависит от скважности импульсов напряжения смещения и определяет нейтрализацию заряда пучка

плазменными электронами. На рис. 6 показаны конфигурационные портреты ионных пучков (плазменные частицы не показаны) при разной концентрации плазмы  $\bar{n}$ .



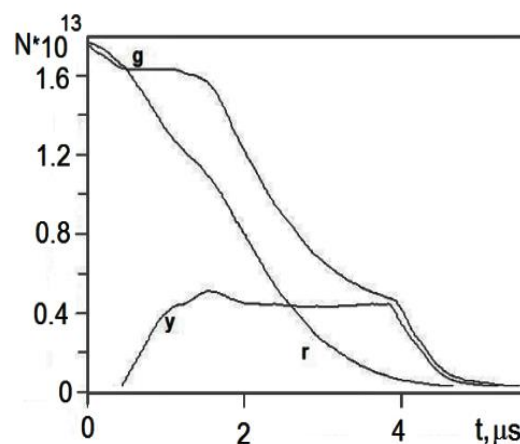
**Рис. 6.** Геометрия расчетной областей и конфигурационный портрет ионного пучка:

(а) –  $\bar{n} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , (б) –  $\bar{n} = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ;  $\tau = 4 \text{ мкс}$ ,

$E$  – сеточный электрод,  $C$  – коллектор

При движении фокусируемых ионов пучка формируется неоднородная потенциальная яма в пространстве дрейфа, в которую захватываются плазменные электроны, а ионы плазмы, ускоряясь в некомпенсированном поле пучка, вытесняются из нее.

Динамика заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка отражена на рис. 7а при длительности импульса смещения  $\tau = 4 \text{ мкс}$  при  $\bar{n} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $U = -3 \text{ кВ}$ . Распределение продольной компоненты плотности ионного тока  $j_z$  вдоль оси симметрии и по радиусу на разных расстояниях от сеточного электрода, показано на рис. 7б и 7в (в момент времени  $t = 2 \text{ мкс}$ ), видно, что радиус пучка на коллекторе не превышает 2 см.



**Рис. 7а.** Динамика числа заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка:  $g$  и  $r$  – плазменные электроны и ионы,  $y$  – ионы пучка

Проведенные расчеты показали, что при уменьшении напряжения смещения плотность тока ионного пучка на коллекторе уменьшается, что связано с ухудшением условий нейтрализации его объемного заряда.

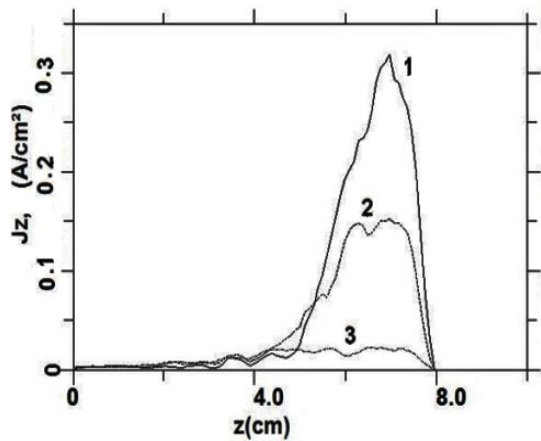


Рис. 7б

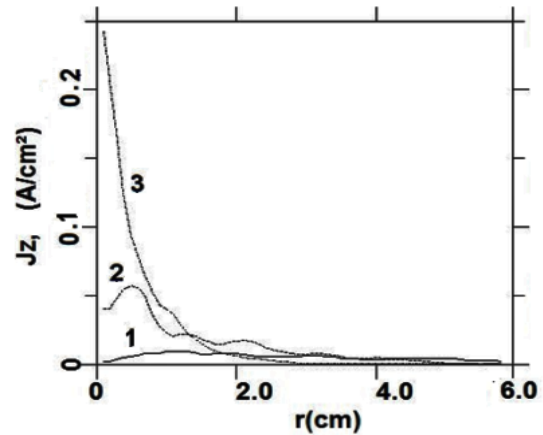
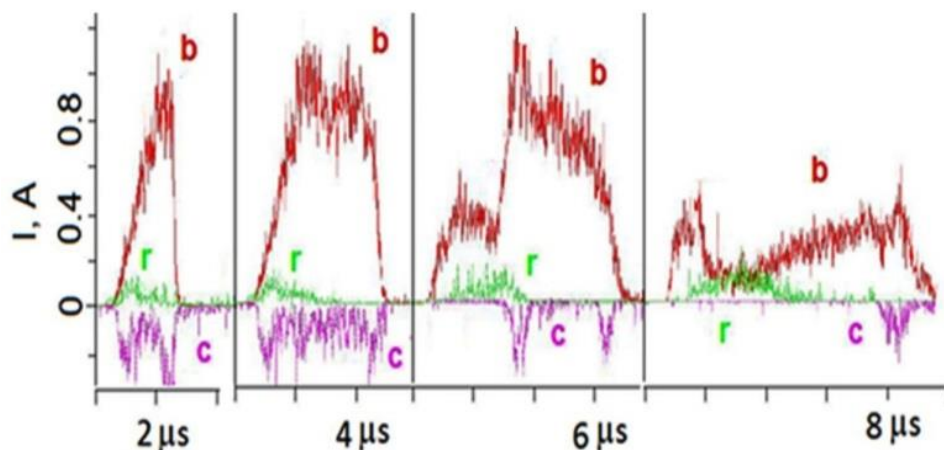


Рис. 7в

**Рис.7(б-в).** Распределение плотности ионного тока пучка вдоль оси симметрии (б): 1 –  $r = 0.2$  см, 2 –  $0.5$  см, 3 –  $1.5$  см и по радиусу на различных расстояниях от сеточного электрода (в): 1 –  $z = 3.0$  см, 2 –  $5.0$  см, 3 –  $7.5$  см

Расчеты показали, что от времени  $\Delta$  заполнения плазмой пространства дрейфа зависят амплитуда и форма импульса тока ионного пучка на коллекторе. Так при длительности импульса потенциала смещения  $\tau = 8$  мкс ( $\Delta + \tau = 10$  мкс) время предварительной инжекции плазмы равно 2 мкс, что недостаточно для полного заполнения плазмой пространства дрейфа пучка. Рис. 6б демонстрирует конфигурационный портрет ионов пучка в условиях существенного дефицита плазменных электронов, обуславливающего формирование виртуального анода.

На рис. 8 показаны импульсы ионного тока (b), тока плазменных ионов (r) и вторичных электронов (c) на коллектор при длительности импульса смещения  $\tau = 2, 4, 6$  и  $8$  мкс. Первый максимум на кривых ионного тока связан с фокусировкой пучка ионов, его амплитуда зависит от плотности плазменных частиц и крутизны фронта тока пучка. Ток вторичных электронов, связанный с ионно-электронной эмиссией с металлических поверхностей коллектора и электродов, зависит от тока ионного пучка, является одним из дополнительных механизмов компенсации пространственного заряда пучка. Расчеты (рис. 8) согласуются с экспериментом (рис. 2б).



**Рис. 8.** Ток на коллекторе ионов пучка (b), плазменных ионов (r) и вторичных электронов (c) при различных длительностях импульсов смещения

При формировании виртуального анода время нейтрализации пространственного заряда ионов пучка вторичными электронами зависит от геометрии системы, прозрачности сеточного электрода  $\chi$ , скорости ионов пучка и коэффициента ионно-электронной эмиссии  $\gamma(U)$ :

$$t_r \geq \frac{\chi}{1-\chi} \frac{R}{v_b} \frac{1}{\gamma}. \quad (3)$$

Для ионов алюминия время  $t_r \approx 8$  мкс и увеличивается с уменьшением амплитуды потенциала смещения  $U$ . При практически 100% ионизации металлической плазмы и низких рабочих давлениях основным механизмом наработки недостающего количества электронов, нейтрализующих объемный заряд ионов пучка, является ионно-электронная эмиссия с сеточного электрода, стенок пространства дрейфа и мишени.

**В третьей главе** изложено построение математической модели диффузии в многофазном твердом теле с учетом распыления его поверхности ионами, исследуется формирование ионно-модифицированных слоев при азотировании стали 40X в зависимости от плотности ионного потока.

При моделировании процесса диффузии в многофазном твердом теле решается задача Стефана для образца бесконечно большого в математическом смысле. Распределение концентрации  $C_i(x, t)$  диффундирующего элемента в каждом слое (фазе)  $i$  ( $i = 1, \dots, n+1$ ) определяется из решения уравнения диффузии

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D_i \frac{\partial C_i(x,t)}{\partial x^2}, \quad i = 1, \dots, n+1 \quad (4)$$

при выполнении условия сохранения масс (условие Стефана) на границах ( $i = 1, \dots, n$ ) между слоями

$$(C_{\min}^i - C_{\max}^{i+1}) \left[ \frac{d}{dt} \left( \sum_{m=1}^i \lambda_m \right) + \frac{d\xi_0}{dt} \right] = - \left[ D_{i+1} \frac{\partial C_{i+1}(x,t)}{\partial x} - D_i \frac{\partial C_i(x,t)}{\partial x} \right]_{x=\xi_0 + \sum_{m=1}^i \lambda_m} \quad (5)$$

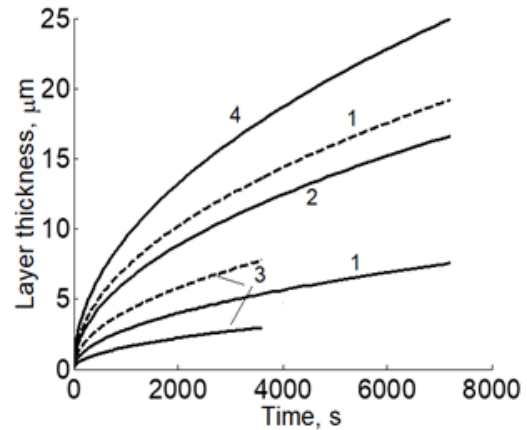
здесь  $D_i = D_{0,i} \exp(-E_i / RT)$  – коэффициент диффузии азота в слое  $i$  шириной  $\lambda_i$  с концентрациями на его границе  $C_{\max, \min}^i$ ;  $d\xi_0 / dt = v$  – скорость распыления поверхности образца ионами, условия начальное  $C(x,0) = f(x)$  и граничное  $C(x,t)|_{x=\xi_0} = C_s$ ,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $E_i$  – энергия активации диффузии азота в  $i$ -той фазе,  $T$  – температура.

Взаимосвязанный рост  $n$  слоев описывается системой (6), доминирующими параметрами процесса формирования фаз являются время  $t$ , коэффициенты диффузии  $D_i$  и скорость распыления поверхности  $v$ ,  $\Delta C_{ij} = C_{\min}^i - C_{\max}^j$ ,  $C_i = C_{\max}^i - C_{\min}^i$ ,  $i = 1, \dots, n$ .

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \lambda_i = \frac{1}{\Delta C_{i,i+1}} \left( D_i \frac{\Delta C_i}{\lambda_i} - D_{i+1} \frac{\Delta C_{i+1}}{\lambda_{i+1}} \right) - \sum_{m=1}^{i-1} \frac{d}{dt} \lambda_m - v, & i = 1, \dots, n-1 \\ \frac{d}{dt} \lambda_n = \frac{1}{\Delta C_{n,n+1}} \left( D_n \frac{\Delta C_n}{\lambda_n} - D_{n+1} \frac{C_{\max}^{n+1}}{\sqrt{\pi} \sqrt{D_{n+1} t}} \right) - \sum_{m=1}^{n-1} \frac{d}{dt} \lambda_m - v, \end{cases} \quad (6)$$

Динамика слоев плазменного и низкоэнергетического ионно-пучкового азотирования стали 40X исследуется с учетом бинарной фазовой диаграммы Fe-N, на основании которой формируются твердый раствор азота в  $\alpha$ -железе, нитриды  $\gamma'$ -Fe<sub>4</sub>N и  $\varepsilon$ -Fe<sub>3</sub>N (фазы  $i = 1, 2$ ).

На рис. 9 показаны расчетные толщины слоев  $\varepsilon$  и  $\gamma'$  стали 40X в зависимости от времени азотирования при разных условиях экспериментов. Кривые 1 соответствуют условиям эксперимента [10], в котором доза ионов  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , с энергией ионов  $W = 3 \text{ кэВ}$  и плотностью тока  $j = 2 \text{ МА/см}^2$ .



**Рис. 9.** Толщина слоев  $\varepsilon$  (---) и  $\gamma'$  (—) в зависимости от времени азотирования при разной концентрации азота на границе поверхности: 1 – 7 масс.%, 2 – 6.5 масс.%, 3 – 12 масс.%, 4 – 5 масс.%

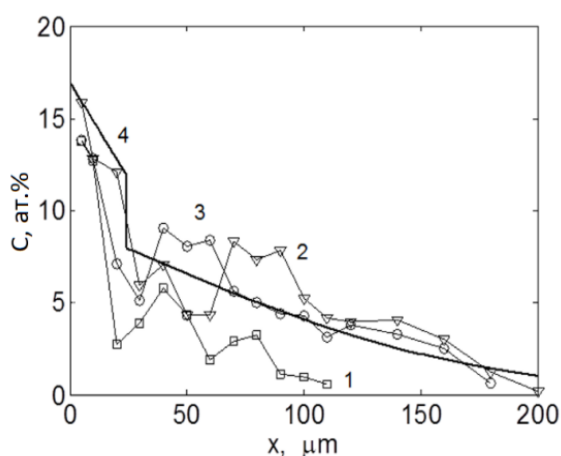
Кривые 2 и 3 построены при постоянной интегральной дозе и показывают, что с уменьшением скорости набора дозы толщина глубоких слоев увеличивается за счет слоя  $\gamma'$ .

Эти результаты согласуются с экспериментом [11] ( $j = 1 \dots 2 \text{ МА/см}^2$ ,  $W = 1 \text{ кэВ}$ ,  $T = 400^\circ\text{C}$ ), в котором получено, что при минимальной плотности тока образуется в поверхностном слое стали большее количество нитридной  $\gamma'$ -фазы с низкой концентрацией азота. Кривая 4 отражает динамику формирования слоя  $\gamma'$ -фазы при радиационно-стимулированной диффузии азота и существенном распылении поверхности ионами, обуславливающим отсутствие  $\varepsilon$ -фазы.

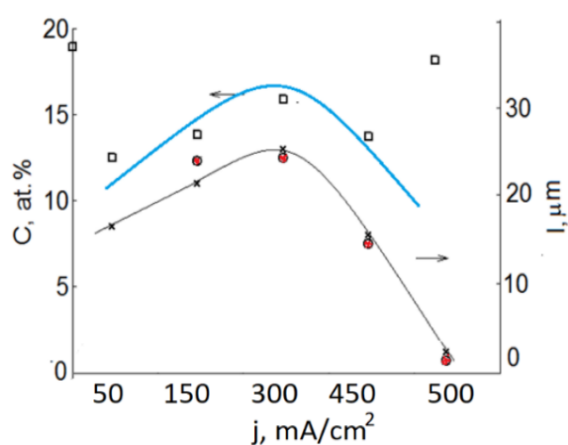
В эксперименте [9] при воздействии пучка ионов азота (доза  $10^{20} \dots 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ,  $j = 50 \dots 500 \text{ МА/см}^2$ ,  $W = 1.2 \text{ кэВ}$ ) стали 40X глубина распыления поверхности пропорциональна плотности тока. В расчетах учитывалось, что концентрация азота в поверхностном слое (рис. 3а) не превышает 19 ат.% (5.5 масс.%), первый слой (сплошной слой) шириной  $l$  формируется в режиме насыщения с концентрацией нижней границы 12 ат.% (3.3 масс.%). На рис. 10 показаны экспериментальное и расчетное распределение концентрации азота при  $T = 500^\circ\text{C}$  на разном радиусе от центра кратера (рис. 3а).



На рис. 11 представлены зависимости концентрации азота  $C$  на поверхности и ширины слоя  $l$  от плотности тока пучка, которые коррелируют между собой. Зависимость ширины слоя  $l$  и глубины проникновения азота имеет максимум при плотности тока  $300 \text{ mA/cm}^2$  (рис. 3а и рис. 11). Это связано с конкуренцией скоростей распыления поверхности и радиационно-стимулированной диффузии. При росте плотности тока пучка увеличивается коэффициент радиационно-стимулированной диффузии азота, однако при плотности тока  $j > 300 \text{ mA/cm}^2$  доминирующим процессом становится распыление поверхности ионным пучком, которое уменьшает легированный азотом слой. При  $j = 500 \text{ mA/cm}^2$  отсутствует слой  $l$  (рис. 11) и диффузия азота происходит по границам зерен (рис. 3б). Азотирование стали 40Х в диапазоне плотности тока  $50 \dots 500 \text{ mA/cm}^2$  (с энергией ионов  $1.2 \text{ кэВ}$  происходит в отсутствие насыщения  $\varepsilon$ -фазы из-за распыления поверхностных слоев ионами.



**Рис. 10.** Экспериментальное (1, 2, 3) и расчётное (4) распределение концентрации азота при  $T = 500^\circ\text{C}$ ; 1 –  $r = 0.2 \text{ см}$ ; 2 и 4 –  $0.4 \text{ см}$ ; 3 –  $0.6 \text{ см}$



**Рис. 11.** Изменение концентрации (□) и ширины слоя  $l$  от плотности тока пучка; (○, □) – эксперимент, (–x–) – расчет,  $T = 500^\circ\text{C}$

Для определения динамики температуры при воздействии ионного потока на образец решалось уравнение теплопроводности для геометрии системы эквивалентной экспериментальной (рис. 2а). Расчеты показали, что равновесная температура образца достигается через 20 мин, когда перенос тепловой энергии через держатель и потери излучаемой энергии соответствует среднему вкладу энергии ионов.

**В четвертой главе** с применением численного моделирования проведено исследование нагрева мишени (алюминий, титан, алюминий с титановым покрытием) в импульсе высокоскоростного воздействия низкоэнергетического интенсивного электронного пучка, проведено сравнение с экспериментальными измерениями температуры.

При энергии электронов пучка  $13 \text{ кэВ}$ , длительности импульса  $\tau = 50 \dots 200 \text{ мкс}$  и радиусе пучка  $2 \text{ см}$  считается источник энергетического воздействия поверх-

ностным, а тепловые процессы рассматриваются в одномерном приближении. Математическое моделирование тепловых процессов описывается уравнением теплопроводности с учетом температурной зависимости теплофизических коэффициентов  $K(T) = \{c(T), \rho(T), \lambda(T)\}$  и фазового перехода при расплаве и кристаллизации:

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \\ c\rho = L_m \rho_s \delta(T - T_{ph}) + \begin{cases} (c\rho)_s, & T < T_{ph} \\ (c\rho)_L, & T \geq T_{ph} \end{cases} \end{cases} \quad (7)$$

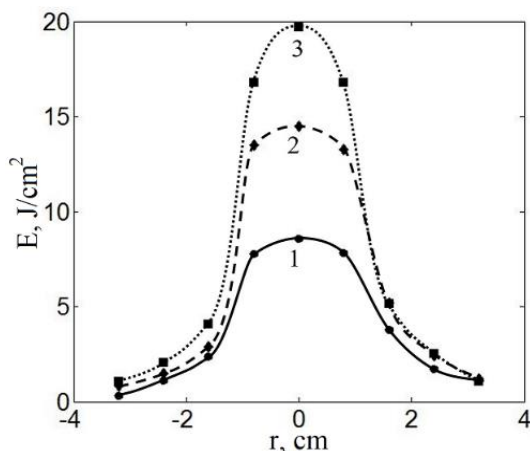
при выполнении граничных условий, которые в общем случае для образца ( $K_2(T)$ ) с покрытием ( $K_1(T)$ ) шириной  $l_1$ , имеют вид:

$$-\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=l_1} = p(t) - (lc\rho)_1 \frac{\partial T}{\partial t} \quad (8)$$

здесь  $c$ ,  $\rho$  и  $\lambda$  – теплоемкость, плотность и теплопроводность образца,  $\delta$  – дельта-функции Дирака,  $T_{ph}$  – температура расплава, индексы:  $S$  и  $L$  – твердое тело и жидкость,  $p(x,t)$  – функция, характеризующая внешний источник нагрева.

Численное решение уравнения теплопроводности осуществлялось по неявной консервативной разностной схеме с использованием метода прогонки, зависимости теплофизических коэффициентов от температуры аппроксимируются полиномами.

Из эксперимента известно радиальное распределение полной плотности энергии пучка  $E(r)$  (рис. 12). Поэтому в численных расчетах плотность мощности  $p(t)$  определяется, как  $p(t) = P(t) / (\pi r_0^2)$ , где мощность электронного пучка  $P(t) = U(t)I(t)$  измеряется в эксперименте в начале трубы дрейфа пучка,  $r_0$  – средний радиус распределения плотности тока пучка на образце. Критерием соответствия результатов расчета и экспериментальных измерений является совпадение динамики температуры и плотности энергии пучка в импульсе на мишени.



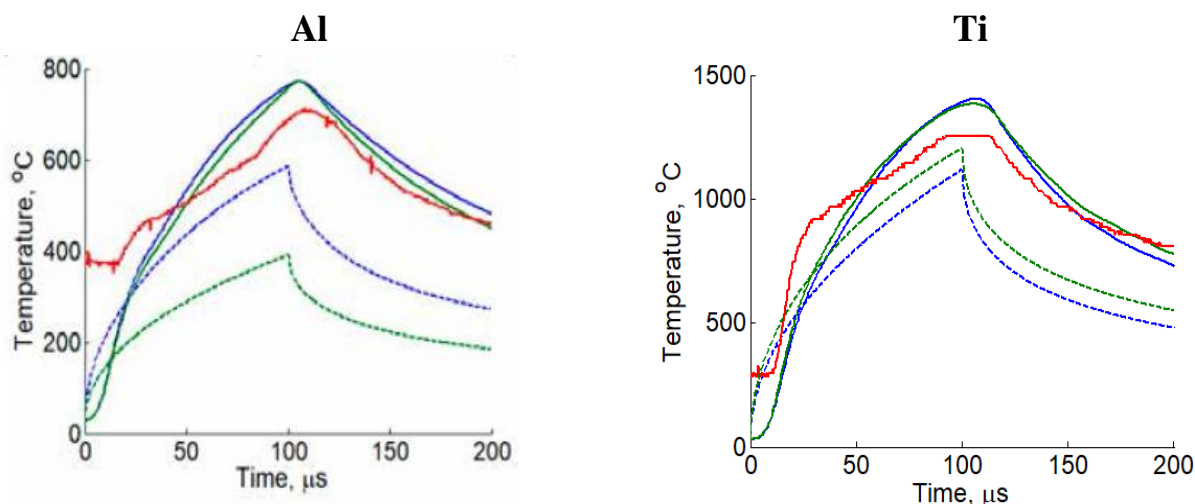
**Рис. 12.** Распределение плотности энергии в электронном пучке по радиусу на поверхности образца; 1 –  $E = 8$  Дж/см<sup>2</sup>; 2 –  $E = 15$  Дж/см<sup>2</sup>; 3 –  $E = 20$  Дж/см<sup>2</sup>

Сравнение экспериментальных измерений температуры поверхности в центре мишени и численных расчетов проводилось при значениях средней плотности энер-



гии пучка  $E = 8, 15, 20$  Дж/см<sup>2</sup> ( $\tau = 100$  мкс) и  $20$  Дж/см<sup>2</sup> ( $\tau = 200$  мкс). Вычисления проводились для экспериментальных  $p(t) = P(t)/(\pi r_0^2)$  и модельных прямоугольных  $p = E/\tau$  импульсов мощности пучка, как при постоянных теплофизических коэффициентах  $K = \text{const}$ , так и с учетом их зависимостей от температуры  $K(T)$ .

Расчетная температура поверхности для прямоугольных импульсов отличается от измеренной в эксперименте, как при  $K = K(T)$ , так и при  $K = \text{const}$ . Рис. 13 соответствует случаю  $E = 8$  Дж/см<sup>2</sup> и  $\tau = 100$  мкс, для алюминиевой и титановой мишеней.



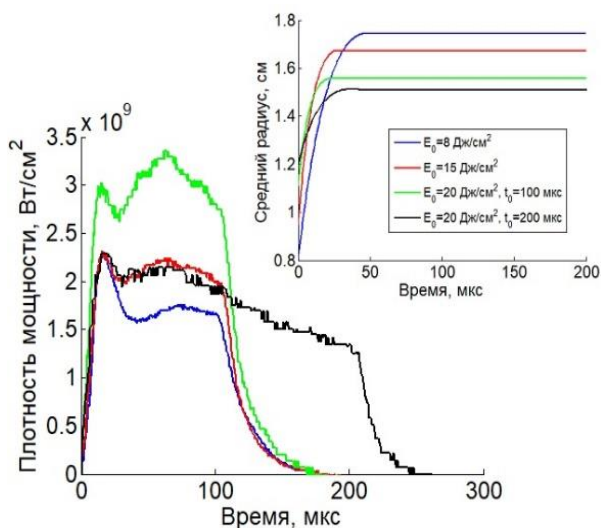
**Рис. 13.** Расчетная и экспериментальная (красная линия) температура поверхности титана и алюминия при  $E = 8$  Дж/см<sup>2</sup>;  $p = E/t_{\text{имп}}$  ( $\tau = 100$  мкс) (---);  $p(t) = P(t)/(\pi r_0^2)$  (—);  $r_0 = 1.65$  см,  $K = \text{const}$  (синие);  $r_0 = 1.35$  см,  $K = K(T)$  (зеленые)

Вычисления для плотности мощности пучка  $p(t) = P(t)/(\pi r_0^2)$  показывают, что для соответствия экспериментальной и расчетной температуры поверхности при  $K = K(T)$  требуется большая плотность мощности воздействия, чем при  $K = \text{const}$ , при этом расчетная плотность энергия пучка  $E(r,t) = \int p(r,t)dt$  на мишени превышает экспериментальную почти в 2 раза. Скорость роста расчетной температуры на фронте тока пучка ниже экспериментальной, как для алюминиевой, так и для титановой мишени (рис. 13), что указывает на присутствие общего механизма, отвечающего за энергетический вклад на фронте тока пучка.

Более высокая скорость роста экспериментальной температуры поверхности  $(4...6) \cdot 10^7$  град/с, чем в расчете, может быть связана с динамикой радиального распределения плотности тока пучка (среднего радиуса пучка  $r_0 = r_0(t)$ ), влияющей на плотность мощности  $p(t) = I(t)U(t)/\pi r_0^2(t)$  на поверхности мишени. Электронный источник с сеточным плазменным катодом (рис. 1а) работает в режиме усиления тока эмиссии, обусловленным ионно-электронной эмиссией с поверхности сеточного электрода. Расширение радиального распределения плотности тока электронного

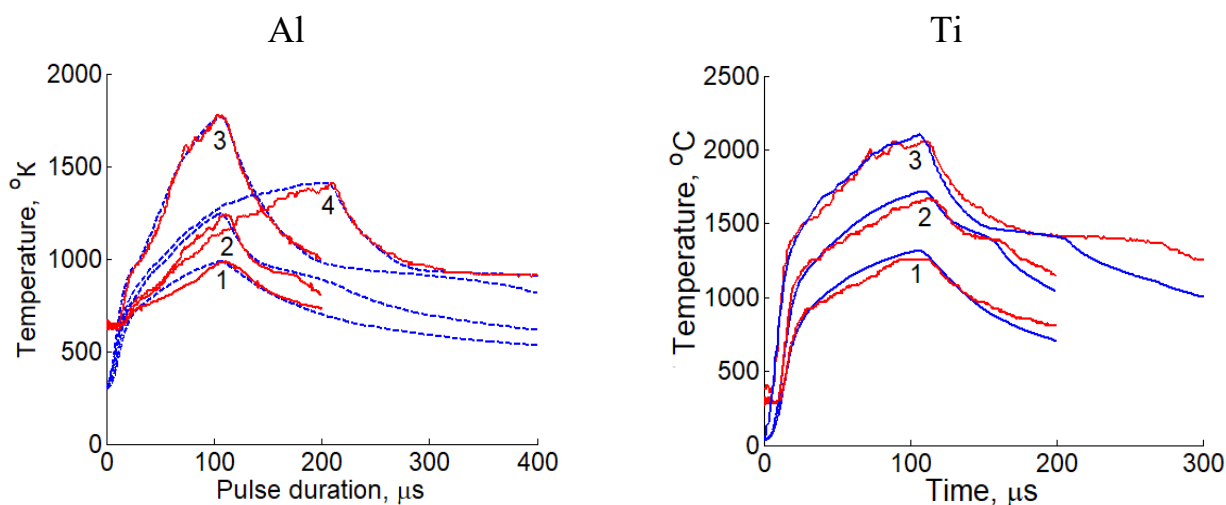
пучка на мишени может происходить преимущественно за счет вторичных электронов и связано с динамикой ионов пучковой плазмы (поперек силовых линий магнитного поля) на фронте тока пучка.

На рис. 14 показаны зависимости среднего радиуса  $r_0(t)$  и плотности мощности  $p(t)$  электронного пучка от времени в центре мишени. Зависимость  $r_0(t)$  включает в себя, как ошибки измерения, так и некорректность решения при  $K = \text{const}$ , и динамику радиального распределения плотности мощности пучка.



**Рис. 14.** Динамика среднего радиуса  $r_0(t)$  и плотности мощности электронного пучка на алюминиевой мишени ( $r = 0$ ):  $E = 8 \text{ Дж/см}^2$  (синяя);  $E = 15 \text{ Дж/см}^2$  (красная);  $E = 20 \text{ Дж/см}^2$  (зеленая),  $\tau = 100 \text{ мкс}$ ;  $E = 20 \text{ Дж/см}^2$  (черная),  $\tau = 200 \text{ мкс}$

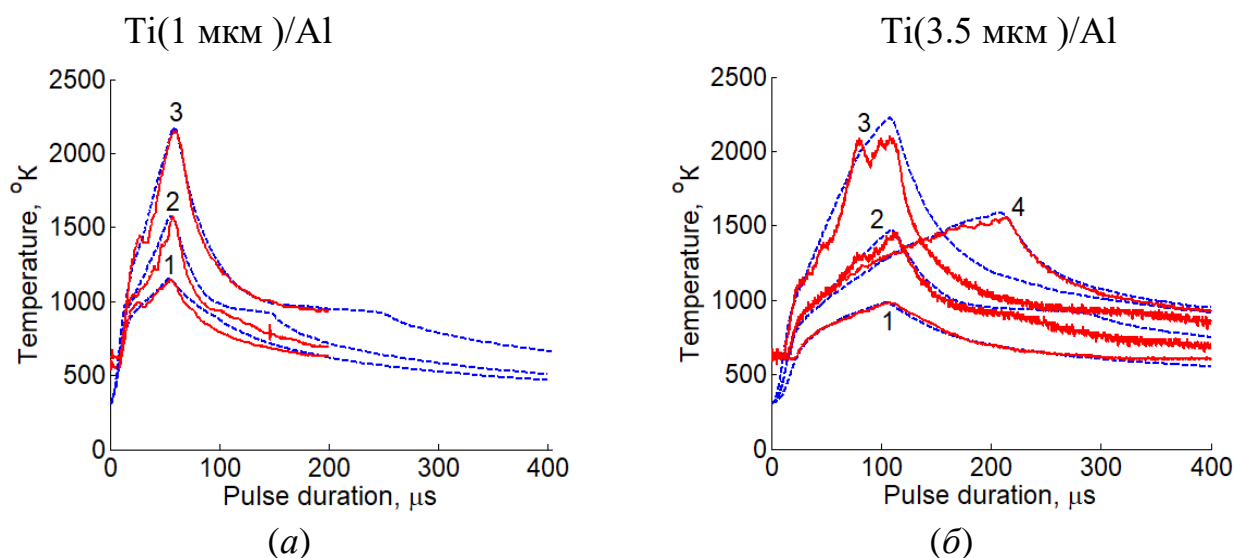
Экспериментальные и расчетные зависимости температуры поверхности алюминиевой и титановой мишеней с учетом изменения  $r_0(t)$  показаны на рис. 15. Пики на кривой зависимости температуры от времени соответствуют окончанию импульсов, плато – фазовому переходу при кристаллизации. Следует отметить, что имеет место согласие расчета и эксперимента, как по температуре, так и по плотности энергии пучка в импульсе на мишени.



**Рис. 15.** Экспериментальная (красная) и расчетная (синяя) температура поверхности алюминия и титана: 1 –  $E = 8 \text{ Дж/см}^2$ ; 2 –  $E = 15 \text{ Дж/см}^2$ ; 3, 4 –  $E = 20 \text{ Дж/см}^2$ ;  $\tau = 100 \text{ мкс}$  (1, 2, 3),  $\tau = 200 \text{ мкс}$  (4)

Плавление и кристаллизация приводят к появлению особенностей в характере температурных кривых, связанных с фазовым переходом первого рода и наличием теплоты перехода. Чем выше скорость охлаждения, тем длиннее полочка на зависимости  $T(t)$ . Расхождение расчета и эксперимента (рис. 15) связано с тем, что в расчетах не учитывалась низкоэнергетическая составляющая на заднем фронте тока пучка, обусловленная плазменными ионами. Температура кристаллизации алюминия составляет  $\sim 639^\circ\text{C}$ , а титана  $\sim 1387^\circ\text{C}$ . При обработке титана интенсивным импульсным низкоэнергетическим электронным пучком высокая степень переохлаждения и процесс кристаллизации может протекать при температурах ниже температуры плавления.

При плотности энергии  $E = 8 \text{ Дж/см}^2$  и длительности импульса выше 50 мкс структура покрытия не нарушается [к]. При  $E = 15 \text{ Дж/см}^2$  температура поверхности не превышает 1500 К, происходит расплав алюминия (основы), температура кристаллизации составляет 922 К и 934 К для покрытия толщиной 1 и 3.5 мкм, соответственно (рис. 16). При плотности энергии пучка  $E = 20 \text{ Дж/см}^2$  жидкофазная диффузия не обеспечивает существенное перераспределение концентрации покрытия и основы в приповерхностном слое.



**Рис. 16.** Расчетная (---) и экспериментальная (—) температура поверхности алюминия с титановым покрытием  $h_{\text{Ti}} = 1 \text{ мкм}$  (а) и  $h_{\text{Ti}} = 3.5 \text{ мкм}$  (б); 1 –  $E = 8 \text{ Дж/см}^2$ ; 2 –  $E = 15 \text{ Дж/см}^2$ ; 3, 4 –  $E = 20 \text{ Дж/см}^2$ ;  $\tau = 100 \text{ мкс}$  (1, 2, 3),  $\tau = 200 \text{ мкс}$  (4)

Происходит вплавление покрытия (частично расплавившегося титана) в расплав алюминия, преимущественно за счет силы тяжести. Характерная зависимость  $T(t)$  при длительности импульса 100 мкс (рис. 16б) связана с эрозией поверхности за счет взаимодействия интенсивного пучка с расплавленным алюминием, обуславливающей направленное движение к плазменному катоду металлической плазмы. Эти процессы влияют не только на конфигурацию импульса тока пучка (за счет увели-

чения концентрации плазмы в трубе дрейфа), но и на ток разряда, а также могут влиять на измерения температуры.

**В заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Теоретически с применением численного моделирования получено подтверждение экспериментальных результатов плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных низкоэнергетических ионных (металлических и газовых) пучков с баллистической фокусировкой. Получено, что, также как и в эксперименте, устойчивое формирование и транспортировка сфокусированных пучков металлических ионов (алюминия и титана) с плотностью тока на мишени до  $500 \text{ mA/cm}^2$  (в системе с  $R_c = 7.5 \text{ cm}$ ), осуществляется при длительности импульсов смещения менее  $6 \text{ mks}$  (при их периоде  $10 \text{ mks}$ ). Получено, что конфигурация и амплитуда импульса тока ионного пучка на коллекторе, связаны с динамикой заряженных частиц (плазмы и пучка) в пространстве транспортировки пучка; геометрия пространства дрейфа, параметры плазмы, амплитуда и частота отрицательного потенциала смещения определяют условия компенсации пространственного заряда быстрых ионов и формирования виртуального анода, ответственного за срыв тока пучка (наблюдаемый в эксперименте), одним из механизмов компенсации пространственного заряда виртуального анода является ионно-электронная эмиссия с поверхности электродов.

2. Построена диффузионная модель многофазного твердого тела с учетом распыления поверхности ионами пучка, построена диффузионная модель в терминах параметров азотирования, описывающая взаимосвязанный рост нитридных ( $\text{Fe}_2\text{-}_3\text{N}$ )  $\varepsilon$ - и ( $\text{Fe}_4\text{N}$ )  $\gamma'$ -слоев; проведено исследование воздействия на сталь 40X низкоэнергетического ( $1 \dots 3 \text{ кэВ}$ ) пучка ионов азота с плотностью тока ( $0.001 \dots 0.5 \text{ A/cm}^2$ ); получено, что скорость роста ионно-модифицированных слоев высокая на первичных стадиях азотирования и уменьшается с увеличением плотности тока пучка и временем азотирования; ширина слоев зависит от дозы имплантируемых ионов и температуры поверхности образца; толщина глубоких слоев увеличивается за счет слоя  $\gamma'$  при уменьшении скорости набора дозы.

3. Сравнение результатов расчета и эксперимента по воздействию на сталь 40X импульсно-периодического пучка ионов азота (с энергией ионов  $1.2 \text{ кэВ}$  в диапазоне плотности тока  $0.05 \dots 0.5 \text{ A/cm}^2$ ) указывает на конкуренцию скоростей распыления поверхности и радиационно-стимулированной диффузии, которая определяет экспериментальные профили распределения примеси азота по глубине, максимальное значение глубины ( $180 \text{ мкм}$ ) при  $j = 0.3 \text{ A/cm}^2$  и формирование приповерхностного  $\gamma'$  слоя шириной  $25 \text{ мкм}$ .

4. Для управления параметрами электронно-пучкового воздействия на металлические материалы проведено численное исследование динамики температурных полей мишени (алюминий, титан и алюминий с титановым покрытием) в им-

пульсе высокоскоростного воздействия (50...200 мкс) электронного пучка (8...20 Дж/см<sup>2</sup>). Показано, что в источнике с плазменным катодом СОЛО при вычислении температуры следует учитывать динамику радиального распределения плотности мощности электронного пучка на мишени и соответствие расчетной и экспериментальной плотности энергии электронного пучка на мишени. Численные расчеты и сравнение с экспериментальными измерениями температуры поверхности показывают, что кристаллизация протекает при более низких температурах, чем температура плавления, ( $\Delta T_{Al} = 11$ ,  $\Delta T_{Ti} = 280$  градусов). С увеличением толщины титанового покрытия от 1 до 3.5 мкм при одной и той же температуре поверхности требуется увеличение мощности пучка (~ в 1.5 раза); процессы, связанные с эрозией поверхности за счет взаимодействия интенсивного электронного пучка с расплавленным алюминием, влияют на ток пучка, температуру поверхности и ее измерение при плотности энергии пучка  $E > 15$  Дж/см<sup>2</sup>: для алюминия и системы Ti(3.5 мкм)/Al при длительности импульса  $\tau \leq 100$  мкс, для системы Ti(1 мкм)/Al при  $\tau \leq 50$  мкс.

5. Рассмотренные эффекты представляют интерес при разработке технологии модификации поверхностей материалов и изделий концентрированными потоками энергии.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калин, Б.А. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов: Учебник / В.А Грибков, Ф.И. Григорьев, Б.А. Калин, В.Л. Якушин/ под ред. Б.А. Калина. М: Круглый год, 2001. – 528 с.

2. Современные тенденции модифицирования структуры и свойств материалов.: под ред. Н. Н. Коваля и В. Е. Громова; Томск: Изд-во НТЛ, 2015. - 378 с.

3. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками / В. В. Углов [и др.]. – Минск : БГУ, 2013. – 248 с.

4. Engelko, V., Yatsenko V., Mueller G., Bluhm H. Pulsed electron beam facility (GESA) for surface treatment of materials // Vacuum. – 2001. – V. 62/2–3. – P. 211–216

5. Озур, Г.Е. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 5. – С. 1–8.

6. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

7. Koval N.N. Effect of Intensified Emission During the Generation of a Submillisecond Low-Energy Electron Beam in a Plasma-Cathode Diode / Koval N N, Grigoryev S V, Devyatkov V N, Teresov A D, Schanin P M // IEEE Transactions on Plasma Science (2009) V. 37 № 10. P. 1890–1896.

8. Ryabchikov A I, Ananin P S, Dektyarev S V, Sivin D O and Shevelev A E // *Vacuum*. 2017. V. 143. P. 447–453.
9. Рябчиков, А. Модификация стали 40Х при высокоинтенсивной имплантации ионов азота / Рябчиков, А., Сивин, Д. О., Ананьин, П. С., Иванова, А. И., Углов, В. В., & Корнева, О. С. // *Известия высших учебных заведений. Физика* (2018), 61(2), С. 60-66.
10. Ковалевская Ж. Г., Кукарено В. А. // *Известия Томского политехнического университета*. 2014. Т.324. №2. С.118-127.
11. Kukarenko V. A., Bueli A. V. // *Surf. And Coat. Technolol.* 2000. V.127. №2-3. P.174-78.

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

- a. Nguyen Bao Hung, Koval T. V., Tran My Kim An. Mathematical Modeling of Discharge Plasma Generation and Diffusion Saturation of Metals and Alloys. III International Scientific Conference on Information Technologies in Science, Management, Social Sphere and Medicine (ITSMSSM 2016), Tomsk, Russia 23-26 May 2016, P. 39-44.
- b. Коваль Т.В., Нгуен Б.Х., Чан Ми К. Ан. Моделирование диффузионного насыщения металлов и сплавов в полом катоде в плазме тлеющего разряда. *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2016. Т. 59. № 9-2. С. 232-235.
- c. Коваль Т.В., Тересов А.Д., Москвин П.В., Чан Ми Ким Ан, Коваль Н.Н. Экспериментальное и численное исследование температуры поверхности титана при импульсном электронно-пучковом воздействии. Взаимодействие излучений с твердым телом// *Материалы 12-й Междунар. конф., Минск, Беларусь, 19—22 сент. 2017 г. / редкол.: В.В. Углов (отв.ред.)— Минск: Изд. центр БГУ, 2017. С. 458-460.*
- d. Koval, T. V., Ryabchikov, A. I., Shevelev, A. E., An, T. M. K., & Tarakanov, V. P. (2017). Formation of high intensity ion beams with ballistic focusing. *Journal of Physics: Conference Series*, 927(1), [012082]. DOI: 10.1088/1742-6596/927/1/012082.
- e. Ryabchikov, A. I., Shevelev, A. E., Sivin, D. O., Koval, T. V., & An, T. M. K. (2018). High intensity, macroparticle-free, aluminum ion beam formation. *Journal of Applied Physics*, 123(23), [233301]. DOI: 10.1063/1.5034082.
- f. Чан Ми Ким Ан, Коваль Т.В., Янюшкин Н.А. Моделирование транспортировки высокоинтенсивного ионного пучка с баллистической фокусировкой. *Труды VI международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника»*. г. Улан-Удэ, 3–8 августа 2018 г. С. 58-64.
- g. Чан Ми Ким Ан, Коваль Т.В. Моделирование азотирования стали 40Х высокоинтенсивным сфокусированным ионным пучком. *Труды VI международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника»*. г. Улан-Удэ, 3–8 августа 2018 г. С. 173-177.
- h. Koval, T. V., Ryabchikov, A. I., An, T. M. K., Shevelev, A. R., Sivin, D. O.,

Ivanova, A. I., &Paltsev, D. M. (2018, November). Numerical simulation of high-intensity metal ion beam generation. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1115, No. 3, p. 032007). IOP Publishing.

i. Ryabchikov, A. I., An, T. M. K., Koval, T. V., Sivin, D. O., Anan'in, P. S., & Korneva, O. S. (2018, November). Nitriding of steel 40x with a high-intensity ion beam. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1115, No. 3, p. 032019). IOP Publishing.

j. Teresov, A. D., Koval, T., Moskvina, P., An, K., Mi, C., &Koval, N. (2018). Dynamics of Surface Heating and Quenching of Titanium by a Submillisecond Intense Electron Beam. In *Key Engineering Materials* (Vol. 781, pp. 82-87). Trans Tech Publications.

k. Teresov, A., Koval, T., Moskvina, P., An, T. M. K., & Koval, N. High-Speed Surface Temperature Measurement in Ti-Coated Aluminum During Electron Beam Irradiation. 2018. 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE) (pp. 10-14). IEEE.