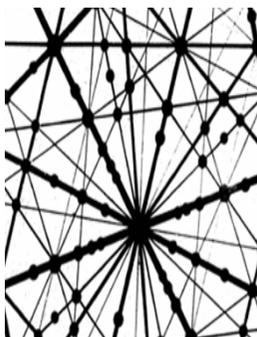




МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

***ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ***  
***XXXVII международной конференции***  
***ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ***  
***ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ***

(Москва 29 мая – 31 мая 2007 г.)



Москва 2007

УДК 539.1.01.08

ББК 22.37.

T29

Под общей редакцией проф. А.Ф. Тулинова  
Редколлегия: В.С. Куликаускас, Г.П. Похил., Е.С. Машкова,  
В.С. Черныш, Ю.А. Ермаков

T29 Тезисы докладов XXXVI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А.Ф. Тулинова. – М.: Университетская книга, 2007. – 178 с.

Сборник содержит тезисы докладов, отобранные оргкомитетом для представления на конференции.

© МГУ им. М.В. Ломоносова, 2007

# ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

## Секция I

### ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

29 мая, вторник, 10<sup>30</sup> – 12<sup>00</sup>

I утреннее заседание

Председатель А.Ф. Тулинов

Вступительное слово – профессор А.Ф. Тулинов

Стр.

|    |  |    |
|----|--|----|
| 1. | <b>Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, Л.А. Жилияков, Y. Yamazaki, T. Ikeda, Y. Kanai, T. Kambara, Y. Iwai.</b> Особенности прохождения ионов через плоский капилляр. (15 мин)                             | 19 |
| 2. | <b>В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий, Н.В. Максютя.</b> Особенности параметрического каналирования пучков заряженных частиц с внутренней структурой и условия самоохлаждения и коллапса пучков (15 мин) | 20 |
| 3. | <b>И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, В.М. Силкин, Ю.И. Тюрин.</b> Теоретические основы возбуждения водородной подсистемы в металлах. (15 мин)  | 21 |

12<sup>00</sup> – 12<sup>30</sup> обсуждение стендовых докладов

29 мая, вторник, 12<sup>30</sup> – 14<sup>00</sup>

II утреннее заседание

Председатель Г.П. Похил

|    |   |    |
|----|---|----|
| 1. | <b>О.А. Подсвиров.</b> Квантово-динамическое рассмотрение дифракции электронов в кристалле. (15 мин)  | 22 |
| 2. | <b>В.С. Малышевский.</b> Локализованные одноэлектронные состояния в поле ускоренного иона в кристалле. (15 мин)   | 23 |
| 3. | <b>Е.И. Васько, С.В. Гавриленко, И.А. Мельничук.</b> Влияние энергии электрона на интервал блокировки входа при их рассеянии магнитной пленкой с регулярной доменной структурой. (15 мин) | 24 |
| 4. | <b>Г.М. Филиппов, А.С. Сабиров.</b> Нестационарные поляризационные явления в проводящем цилиндре. (15 мин)  | 25 |

*Стеновые доклады*

|   |    |
|---|----|
| <b>Ф.Ф. Комаров, А.С. Камышан, А.Е. Лагутин.</b> Механизмы прохождения протонов с энергией 240 кэВ через диэлектрические капилляры  | 26 |
| <b>М.Н. Бекназаров, С.В. Блажевич, С.Н. Немцев.</b> К вопросу о термоупругих колебаниях тонкой эллиптической пластинки, возбуждаемых импульсным пучком заряженных частиц  | 27 |
| <b>И.С. Дмитриев, Я.А. Теплова, Ю.А. Белкова.</b> Сечения перезарядки ионов углерода  | 28 |
| <b>Г.П. Похил, К.А. Вохмянина.</b> Дрейфовая модель guiding эффекта   | 29 |
| <b>В.С. Малышевский, С.В. Рахимов.</b> О возможности измерения зависимости вероятности захвата электронов от прицельного параметра при каналировании многозарядных ионов  | 30 |
| <b>В.С. Малышевский, А.А. Першин.</b> К теории захвата и потери электронов при столкновениях ускоренных ионов   | 31 |
| <b>П.В. Серба, В.С. Малышевский.</b> Моделирование прохождения быстрых многозарядных ионов через ориентированные кристаллы  | 32 |
| <b>Ю.М. Коротеев, О.В. Лопатина, И.П. Чернов.</b> Электронная и атомная структура системы Zr-He   | 33 |
| <b>Н.А. Кузьминчук, Ю.Л. Пивоваров, К. Шайденбергер, Р. Кнобель, М. Маер.</b> Приближенные формулы для расчетов распределений по зарядовым состояниям быстрых тяжелых ионов U, Ni в тонких мишенях Be, C, Al, Ag, Au при энергиях 40-200 МэВ/нуклон | 34 |
| <b>Ю.П. Кунашенко, Ю.Л. Пивоваров.</b> Образование релятивистского атома позитрония позитроном при плоскостном каналировании  | 35 |
| <b>Ю.П. Кунашенко.</b> Спиновые эффекты при плоскостном каналировании позитронов  | 36 |
| <b>В.В.Самарин, Н.А.Мальцев.</b> Анализ особенностей перезарядки медленных многозарядных ионов в твердых телах на основе нестационарного уравнения шредингера   | 37 |
| <b>Г.М. Филиппов, В.А. Александров, А.В. Никитин, И.В. Лысова.</b> Поверхностные плазмоны проводящего шара и их возбуждение движущимися зарядами  | 38 |
| <b>В.К. Гудым, Е.В. Андреева.</b> Взаимодействие электронов с ядром и между собой в поле биномиального потенциала в многоэлектронных структурах   | 39 |
| <b>В.И. Высоцкий, Н.И. Сержант.</b> О возможности эффективного ядерного синтеза с участием монохроматических пучков сред-   |    |

|   |    |
|---|----|
| них ионов на поверхности конденсированных мишеней.  | 40 |
| <b>В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий.</b> Влияние когерентных эффектов на каналирование и движение пространственно-ограниченных и немонохроматичных пакетов заряженных частиц        | 41 |
| <b>Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий.</b> Особенности каналирования кластеров в наноструктурах  | 42 |
| <b>В.И.Высоцкий, А.Ю.Карлаш.</b> Особенности селективного транспорта и каналирования ионов в водной среде в каналах-биологических мембран                                       | 43 |
| <b>Н.В. Максютя.</b> О корпускулярно-волновом дуализме в свете кристаллоподобного пространства  | 44 |
| <b>М.Г. Шатнев.</b> Образование триплетов при каналировании релятивистских позитронов в кристалле   | 45 |
| <b>G. V. Kovalev.</b> The metrics of natural coordinate system for channeling with a variable curvature and torsion   | 46 |
| <b>G. V. Kovalev.</b> The volume capture in structures with variable curvature  | 47 |
| <b>Г.П. Похил, В.В. Чердынцев.</b> О возможности неоднократного перехода от охлаждения к нагреву каналированных ионов   | 48 |
| <b>А. А. Бабаев, Ю. Л. Пивоваров.</b> Резонансное когерентное возбуждение ионов $Ar^{17+}$ с учетом тонкой структуры энергетических уровней                                     | 49 |
| <b>А.К. Холодов, Н.В. Сафин, В.П. Кощеев, Д.А. Моргун.</b> Компьютерное моделирование объёмного отражения протонов с энергией 450 ГэВ в изогнутых кристаллах кремния и германия | 50 |
| <b>Т.А. Панина, В.П. Кощеев, Д.А. Моргун.</b> Моделирование движения быстрых ионов в осевых каналах кристалла   | 51 |
| <b>Н.В. Максютя.</b> Расчет спектра масс лептонов на основании каналирования максимонов в кристаллическом пространстве  | 52 |

## Секция II

### ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

29 мая, вторник, 15<sup>00</sup> – 16<sup>30</sup>

I вечернее заседание

Председатель Н.Ф. Шульга

|  |    |
|--|----|
| <b>1. Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Е.А. Субботина, Р.А. Шатохин.</b> О преимуществе мозаичных кристаллов для генерации интенсивных пучков жёсткого электромагнитного излучения с перестраиваемой энергией (15 мин) | 55 |
|--|----|

|   |    |
|---|----|
| 2. <b>А.С. Лобко, О.М. Луговская.</b> Параметрическое рентгеновское излучение электронов в клиновидной кристаллической мишени (15 мин)  | 56 |
| 3. <b>И.З. Бекулова, М.Х. Хоконов.</b> Влияние излучения на движение электронов в ориентированных кристаллах – классические и квантовые аспекты (15 мин)  | 57 |
| 4. <b>В.А. Астапенко, Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, А.В. Копыльцов, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, В.И. Сергиенко, В.А. Хабло.</b> Теоретические и экспериментальные исследования поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристаллах (15 мин) | 58 |

16<sup>30</sup> – 17<sup>00</sup> обсуждение стендовых докладов

30 мая, вторник, 17<sup>00</sup> – 18<sup>45</sup>

II вечернее заседание

Председатель Н.Н. Насонов

|   |    |
|---|----|
| 1. <b>В.В. Каплин, С.Р. Углов, В.В. Сохорева, О.Ф. Булаев, А.А.Воронин, М.А. Пайструп, Ч.К. Гари.</b> Параметрическое рентгеновское излучение, генерируемое внутренним пучком бетатрона в многослойном рентгеновском зеркале      | 59 |
| <b>В.В. Каплин, С.Р. Углов, В.В. Сохорева, О.Ф. Булаев, А.А. Воронин, М.А. Пайструп, Ч.К. Гари</b> Наблюдение рентгеновского излучения генерируемого релятивистскими электронами в плоском волноводе (объединённый доклад 22 мин) | 60 |
| 2. <b>М. И. Рязанов, М. Н. Стриханов, А. А. Тищенко.</b> Рентгеновское переходное излучение во внешнем поле (15 мин)  | 61 |
| 3. <b>Г.А. Науменко, Б.Н. Калинин, Ю.А. Попов, А.П. Потылицын, Г.А. Саруев, Л.Г. Сухих, В.А. Ча.</b> Фокусирующие свойства параболической мишени при генерации переходного излучения  | 62 |
| <b>Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, Л.Г. Сухих, П.В. Каратаев.</b> Фокусировка обратного переходного и дифракционного излучения от наклонных сферических мишеней (объединённый доклад 22 мин)                                       | 63 |
| 4. <b>Н.Ф. Шульга, В.В. Бойко.</b> Излучение релятивистских электронов в поле изогнутых кристаллических плоскостей атомов (15 мин)  | 64 |

Предполагается продлить вечернюю секцию на один час и заслушать дополнительно следующие доклады:

|   |    |
|---|----|
| 5. <b>О.В. Богданов, К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров.</b> $(1\bar{1}\bar{1})$ -дифракция рентгеновского излучения $(110)$ -каналированных электронов и позитронов в кристалле Si (15 мин)                             | 65 |
| 6. <b>А.С. Ворончихин, М.В. Гомоюнова, Д.Е. Малыгин, И.И. Пронин.</b> Электронное строение сверхтонких слоев стабильных и метастабильных силицидов железа, сформированных на поверхности кремния (15 мин)             | 66 |
| 7. <b>В.К. Гришин.</b> Эффект экранирования и возможность диагностики распределения атомных ядер и электронов в структурированном веществе на пучке тормозного излучения релятивистских электронов                    | 67 |
| <u>Стеновые доклады</u>   |    |
| <b>А.С. Лобко, О.М. Луговская.</b> Источники параметрического рентгеновского излучения на основе нового поколения компактных сильноточных ускорителей электронов  | 68 |
| <b>С.В. Блажевич, А.В. Носков.</b> Увеличение спектрально-угловой плотности ПРИ в геометрии Лауэ за счет изменения угла между поверхностью мишени и отражающими атомными плоскостями                                  | 69 |
| <b>С.В. Блажевич, А.В. Носков.</b> Зависимость спектрально-угловой плотности ПРИ вдоль скорости релятивистского электрона от угла между отражающими атомными плоскостями и поверхностью кристаллической пластинки     | 70 |
| <b>А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов.</b> О возможности использования параметрического рентгеновского излучения для исследования анизотропии мозаичности кристаллов   | 71 |
| <b>Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов.</b> О вкладе переходного излучения в формирование выхода поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов из поликристалла                                | 72 |
| <b>Н. В. Новиков.</b> Потеря электронов из L-оболочки в ион – атомных столкновениях   | 73 |
| <b>А.С. Гоголев, А. П. Потылицын.</b> Кинематическая группировка рефлексов параметрического рентгеновского излучения  | 74 |
| <b>Д.А. Веригин, В.Н. Забаев, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, А.П. Потылицын, С.В. Разин, Н.А. Тимченко.</b> Рентгеновское излучение, возбуждаемое электронами с энергией 5,7 МэВ, в области L – края поглощения кремния | 75 |
| <b>О.В. Богданов.</b> Формирование спектра излучения каналированных релятивистских электронов в тонком кристалле  | 76 |

|  |    |
|--|----|
| <b>О.В. Богданов, К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров.</b> Сравнительный анализ излучения релятивистских электронов при (100) и (111) плоскостном каналировании в кристалле Si   | 77 |
| <b>К.Б. Коротченко.</b> Особенности заселенностей квантовых состояний при плоскостном каналировании электронов и позитронов в кристаллах   | 78 |
| <b>О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко.</b> Эффекты зонной структуры во взаимодействии низкоэнергетических электронов с кристаллами   | 79 |
| <b>А.С. Фомин, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга.</b> Влияние многократного рассеяния на спектральные, угловые и поляризационные характеристики излучения релятивистских электронов в тонкой аморфной и кристаллической мишени   | 80 |
| <b>Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин, Б.И. Шраменко.</b> Характеристики интегральных спектров гамма-излучения электронов с энергией 1.2 ГэВ при прохождении вдоль различных кристаллографических осей в толстых монокристаллах | 81 |
| <b>В.В. Сыщенко, А.И. Тарновский, Н.Ф. Шульга.</b> Моделирование некогерентного излучения быстрых частиц в ориентированном кристалле   | 82 |
| <b>Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, Н.В. Соболева.</b> Рассеяние электромагнитного поля быстрой частицы на нитевидной мишени   | 83 |
| <b>Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Е.А. Субботина, Р.А. Шатохин.</b> Анализ вклада дифракции тормозного излучения в спектры параметрического рентгеновского излучения быстрых электронов в совершенных кристаллах                                   | 84 |

### Секция III

#### **РАССЕЯНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ**

**30 мая, среда, 10<sup>00</sup> - 11<sup>30</sup>**

**Г утреннее заседание**

**Председатель В.И. Шульга**

|  |    |
|--|----|
| <b>1. В.И. Шпиньков, В.Н. Самойлов.</b> О фокусировке атомов, распыленных с грани (001) Ni, в случае гауссовых пучков эмитируемых атомов (15 мин)                    | 87 |
| <b>2. Е.Е.Журкин.</b> Исследование распыления нанокластеров золота при бомбардировке ионами Au с энергией 38 кэВ методом классической молекулярной динамики (15 мин) | 88 |

|   |    |
|---|----|
| 3. <b>Н.В. Волков.</b> Распыление тонких пленок оксидов Be, Al, Zr под облучением пучками ионов He <sup>+</sup> и Ar <sup>+</sup> с широким энергетическим спектром (15 мин)              | 89 |
| 4. <b>В.А. Курнаев, Д.К. Когут, Н.Н. Трифонов.</b> Моделирование динамического изменения состава поверхности вольфрама при ионном облучении с учетом осаждения примесей углерода (15 мин) | 90 |
| 5. <b>В.И. Кристя.</b> Расчет потока распыленных атомов, возвращающихся на мишень с поверхностным рельефом при ее распылении в тлеющем разряде (15 мин)                                   | 91 |

11<sup>30</sup> – 12<sup>15</sup> обсуждение стендовых докладов

30 мая, среда, 12<sup>15</sup> – 14<sup>00</sup>

II утреннее заседание

Председатель А.М. Борисов

|   |    |
|---|----|
| 1. <b>Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, А.А. Русинов, И.Сычугов, Н.Н. Трифонов, Б.Эммог.</b> Изменение рельефа поверхности графита под действием плазменного облучения(15 мин)   | 92 |
| 2. <b>И.П.Сошников, В.Т.Барченко.</b> Влияние температуры на формирование вискероподобных массивов на поверхности InP и GaAs при распылении ионами Ar <sup>+</sup> (15 мин) | 93 |
| 3. <b>В.Ю. Китов.</b> Ориентационные эффекты в эмиссии Оже-электронов из монокристалла Al под действием электронов (15 мин)   | 94 |
| 4. <b>П.И. Диденко, А.А. Ефремов</b> Динамика радиационных дефектов в приповерхностной области образцов природного кварца при распылении пучком ионов кислорода (15 мин)    | 95 |
| 5. <b>А.Ю. Азаров, А.И. Титов, С.О. Кучеев.</b> Дефектообразование в ZnO при облучении кластерными ионами (15 мин)  | 96 |
| 6. <b>В.А. Никитенко, И.В. Пыканов, С.Г. Стоюхин.</b> Катоодолюминесцентный метод исследования ионной имплантации в монокристаллах ZnO (15 мин)                             | 97 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>А.А. Ермоленко, Г.В. Корнич, Г. Бетц.</b> Молекулярно-динамическое моделирование взаимодействия низкоэнергетических ионов Ag с поверхностью полиэтилена и пентацена  | 98  |
| <b>G.V. Kornich, G. Betz.</b> Energy distributions of sputtered atoms of surface metal nanoclusters by low energy ions  | 99  |
| <b>В.Ю. Китов.</b> Азимутальный ориентационный эффект в эмиссии Оже-электронов при бомбардировке монокристалла Ni(110) протонами под скользящими углами падения   | 100 |
| <b>Б.А. Калинин, Н.В. Волков, И.В. Олейников, О.В. Щербаков.</b> Угловая зависимость распыления Al-, Ti-, Fe-, Cu- Мополикристаллических образцов при облучении пучком ионов Ag <sup>+</sup> с широким энергетическим спектром            | 101 |
| <b>А.А. Джурахалов, С.Э. Рахматов, А.А. Элмонов, М.С. Юсупов.</b> Ориентационные зависимости коэффициента распыления двухкомпонентных монокристаллов при скользящей ионной бомбардировке  | 102 |
| <b>А.А. Барат, В.В. Манухин.</b> Применение метода дискретных ординат к расчету энергетических спектров самораспыления тонких пленок  | 103 |
| <b>А.А. Барат, В.В. Манухин.</b> Эвристическая теория самораспыления твердых тел  | 104 |
| <b>Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, С.Ю. Люберцев, Е.С. Машкова, А.С. Немов, А.И. Сорокин.</b> Распыление стеклоуглерода ионами аргона энергии 30 кэВ   | 105 |
| <b>Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, В.С. Куликаускас, Е.С. Машкова, А.С. Немов, Е.А. Питиримова.</b> Исследование измененного поверхностного слоя высокоориентированного пирографита при высоких флюенсах ионного облучения | 106 |
| <b>В.В. Деньгин, Ю.А. Дудин, В.Л. Левшунова, В.Д. Скупов.</b> Микродефектность кремния после ионно-плазменной обработки   | 107 |
| <b>Е.А. Питиримова, Д.А. Павлов, Е.В. Коротков, Ю.А. Кабальнов, Е.М. Любимов.</b> Влияние облучения ионами кремния на структуру сапфира   | 108 |
| <b>Г.А. Белогорцев, Н.Н. Трифионов.</b> Моделирование влияния шероховатости поверхности на «локальные» коэффициенты отражения и распыления  | 109 |
| <b>Р.И. Богданов, М.Р. Богданов.</b> Статистики энергетических уровней при транспорте электронного газа.  | 110 |

## Секция IV

### МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ

30 мая, среда, 15<sup>00</sup> – 16<sup>30</sup>

I вечернее заседание

Председатель Н.Г. Чеченин

|    |   |     |
|----|---|-----|
| 1. | <b>И.Е. Тыщенко, Г.П. Похил, А.Г. Черков, В. П. Попов.</b> Особенности взаимодействия In и Sb, имплантированных вблизи границы сращивания структуры кремний-на-изоляторе (15 мин)   | 113 |
| 2. | <b>Ф.Ф. Комаров, О.В. Мильчанин, В.В. Пилько, Ю.Г. Фоков.</b> Формирование протяженных дефектов в кремнии при высокодозной имплантации ионов водорода (15 мин)  | 114 |
| 3. | <b>К.В. Емцев, В.В. Козловский, В.В. Емцев, В.Ю. Давыдов, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин.</b> Особенности процессов вторичного радиационного дефектообразования в полупроводниковых материалах IV группы и нитридах III группы, легированных мелкими примесями (15 мин) | 115 |
| 4. | <b>А.П. Мамонтов, Б.В. Чахлов.</b> Повышение напряжения пробоя GaAs p-n-переходов при облучении протонами   | 116 |
| 5. | <b>Ю.А. Менделева, А.Ю. Дудин, А.И. Белов, Е.В. Волкова, В.Г. Шенгуров, Д.И. Тетельбаум.</b> Оптические свойства кремния, наноструктурированного ионным облучением (15 мин)   | 117 |

16<sup>30</sup> – 17<sup>15</sup> - Обсуждение стендовых докладов.

30 мая, среда, 17<sup>15</sup> – 18<sup>15</sup>

II вечернее заседание

Председатель В.С. Черныш

|    |   |     |
|----|---|-----|
| 1. | <b>В.К. Егоров, М.С. Афанасьев.</b> Ионопучковая и рентгеновская диагностика эпитаксиальных структур $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/Si(100)$ (15 мин)   | 118 |
| 2. | <b>А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов.</b> Влияние ионного облучения на критерии правила Урбаха в оксиде алюминия (15 мин)  | 119 |
| 3. | <b>И.С. Ташлыков, О.Г. Бобрович, С.М. Барайшук, О.М. Михалкович, И.П. Антонович.</b> Композиционный состав и повреждение поверхности кремния при ионно-ассистированном нанесении тонких пленок (15 мин) | 120 |

4. **И.И. Ташлыкова-Бушкевич, Е.С. Гутько, В.Г. Шепелевич.** Послойный анализ состава быстрозатвердевших сплавов Al-Fe методом POP (15 мин) 121
5. **О.В. Беспалова, А.М. Борисов, В.Г. Востриков, В.С. Куликаускас, Е.Е. Малюков, В.И. Моломин, Е.М. Потапенко, Е.А. Романовский, М.В. Серков.** Применение спектрометрии обратного рассеяния протонов для исследования гидрирования титана и циркония. (15 мин) 122

Стендовые доклады

- И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, Ю.В. Мартыненко, А.М. Лидер, Н.Н. Никитенков, С.Е. Луконин, А.К. Ган.** Влияние имплантации водорода и гелия на свойства конструкционных материалов 123
- А.М. Лидер, Ю.П. Черданцев, А.С. Сурков, М. Кренинг.** Диагностика дефектной структуры в конструкционных материалах ядерной энергетики методами позитронной спектроскопии 124
- Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, А.К. Ган, Н.С. Томина.** Особенности применения методов наноиндентирования для изучения физико-механических свойств поверхности металлов, модифицированных пучками водорода и гелия 125
- О.Г. Верес, И.С. Ташлыков.** Влияние ионно-ассистированного нанесения С и Мо покрытий на смачиваемость поверхности резины 126
- О.В. Беспалова, А.М. Борисов, П.Н. Белкин, В.Г. Востриков, И.Г. Дьяков, В.П. Мичурина, Т.Л. Мухачёва, Е.А. Романовский, М.В. Серков.** Исследование закономерностей анодной химико-термической обработки стали с помощью спектрометрии яор протонов 127
- О.В. Беспалова, А.М. Борисов, В.Г. Востриков, Д.А. Иванов, В.П. Мичурина, Е.А. Романовский, М.В. Серков, С.Д. Шляпин.** Исследование структуры кермета на основе Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с помощью спектрометрии ядерного обратного рассеяния протонов 128
- В.К. Егоров, Г.В. Калинин, Р.А. Андриевский.** POP-диагностика наноразмерных пленочных структур системы Ti-B-C 129
- С.И. Жукова, Н.И. Поляк, В.А. Скуратов.** Особенности старения бериллиевой бронзы, имплантированной высокоэнергетическими ионами висмута 130

|   |     |
|---|-----|
| <b>М.Н. Шипко, В.Ф. Воробьев, А.Н. Крайков, М.А. Степович.</b> О воздействии ускоренных ионов газоразрядной плазмы низкого давления на поверхность металлов   | 131 |
| <b>К. Ю. Вуколов Л.С. Данелян, В.В. Затекин, С.Н. Звонков, В.С. Куликаускас, А.А. Медведев, Т.Р. Мухаммедзянов, В.В. Пиксайкин.</b> Изучение влияния нагрева на образование углеродородных пленок на диагностических зеркалах             | 132 |
| <b>М.И. Гусева, Л.С. Данелян, В.В. Затекин, Б.Н. Колбасов, В.С. Коршунов, В.С. Куликаускас.</b> Влияние углерода на накопление дейтерия в облученном плазмой бериллии   | 133 |
| <b>А.А. Ильин, Л.М. Петров, Е.А. Лукина, С.М. Сарычев, Ю.В. Чернышова, Т.В. Федорова.</b> Изменение поверхностной структуры титановых сплавов при воздействии ускоренной газовой плазмы методом вакуумной ионно-плазменной обработки      | 134 |
| <b>Н.В. Алов, Д.М. Куцко, К.В. Бордо.</b> Ионно-лучевое восстановление поверхности высших оксидов молибдена и вольфрама   | 135 |
| <b>В.В. Затекин, В.С. Куликаускас, Л.С. Новиков, В.П. Петухов, В.Н. Черник, П.Н. Черных, Ю.О. Бахвалов, Н.Г. Александров, Т.Н. Смирнова.</b> Применение методов РОР и РФА для исследования полиимидных пленок с орбитальной станции «МИР» | 136 |
| <b>В.П. Попов, И.Е. Тыщенко, М. Voelskow.</b> Диффузия германия в диоксиде кремния при формировании структур кремний-германий-на-изоляторе ионной имплантацией и прямым переносом   | 137 |

**31 мая, четверг, 10<sup>00</sup> – 11<sup>30</sup>**

**Утреннее заседание**

**Председатель И.С. Ташлыков**

|   |     |
|---|-----|
| <b>1. А.А. Андреев, Ю.А. Ермаков, А.С. Патракеев, В.С. Черныш.</b> Пучки заряженных газовых кластеров – новый инструментарий в нанотехнологиях (20 мин)   | 138 |
| <b>2. В.В. Углов, В.В. Ходасевич, М.М. Даниленок, В.В. Чавеский.</b> Структура и коррозионная стойкость нитридных покрытий на основе хрома и титана   | 139 |
| <b>3. Е.И. Купрекова, И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, К.В. Климова.</b> Влияние водорода и рентгеновских квантов на механические свойства стали 12Х18Н10Т (15 мин)   | 140 |
| <b>4. Б.А. Калинин, Н.В. Волков, Е.А. Смирнов, В.В. Осипов, И.В. Олейников, С.Ю. Наквасин, С.Н. Тимошин.</b> Перераспределение в цирконии ионно-внедренных атомов Al, Fe, Mo, Y в процессе роста ZrO <sub>2</sub> пленки (15 мин) | 141 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>5. Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов.</b> Моделирование дефектообразования в материалах при высоких флюенсах ионного облучения (15 мин) | 142 |
|--|-----|

11<sup>30</sup> – 12<sup>15</sup> – Обсуждение стендовых докладов.

**31 мая, четверг, 12<sup>15</sup> – 14<sup>00</sup>**

**II утреннее заседание**

**Председатель В.С. Куликаускас**

|  |     |
|--|-----|
| <b>1. П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин, В.С. Куликаускас Y. Pei, D. Vainshtein, J.Th.M. De Hosson.</b> Ионно-пучковый анализ состава и структуры алмазоподобных нанокompозитов <i>nc-TiC/a-C:H</i> (15 мин) | 143 |
|--|-----|

|  |     |
|--|-----|
| <b>2. В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Р.Б. Бурлаков.</b> Наноструктурирование в системе «тонкая металлическая пленка – диэлектрическая подложка» под действием мощного ионного пучка наносекундной длительности (15 мин) | 144 |
|--|-----|

|  |     |
|--|-----|
| <b>В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Р.Б. Бурлаков.</b> Повреждение ниобата лития при воздействии мощного протон – углеродного пучка | 145 |
|--|-----|

|   |     |
|---|-----|
| <b>Т.В. Панова, В.С. Ковивчак, В.И. Блинов.</b> Рентгенографические исследования двухслойных систем, облученных мощным ионным пучком ( <i>объединённый доклад</i> – 20 мин) | 146 |
|---|-----|

|  |     |
|--|-----|
| <b>3. В.В. Сдобняков, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов.</b> Радиационно-стимулированное формирование нитрида кремния в кремнии при последовательном облучении пучками ионов азота и аргона (15 мин) | 147 |
|--|-----|

|   |     |
|---|-----|
| <b>4. Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, М.И. Захарова, Н.П. Соловьёв.</b> Анализ влияния энергии межатомного взаимодействия и структуры сплавов Fe-Cr на процессы рис после ионного облучения | 148 |
|---|-----|

Стендовые доклады

|   |     |
|---|-----|
| <b>М.А. Кудряшов, А.И. Белов, А.Н. Михайлов, А.В. Ершов, Д.И. Тетельбаум.</b> АСМ-исследование микрорельефа поверхности пленок Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> и нанопериодических структур <i>a-Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></i> при ионном облучении | 149 |
|---|-----|

|  |     |
|--|-----|
| <b>Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг, В.А. Шумилин.</b> Особенности локально неравновесной перекристаллизации бинарных сплавов при воздействии мощными импульсными потоками заряженных частиц | 150 |
|--|-----|

|  |     |
|--|-----|
| <b>Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, И.А. Божко, И.А. Курзина, Ю.П. Шаркеев, Т.С. Грекова.</b> Формирование $\square$ о $\square$ люю $\square$ я $\square$ ь $\square$ омных полей внедряемых ионов в металлических материалах при полиэнергетической имплантации | 151 |
| <b>С.Н. Поворознюк, П.Б. Гринберг, К.Н. Полещенко.</b> Модифицирование химических и механических свойств титановых сплавов посредством ионно-лучевой и ионно-плазменной обработок  | 152 |
| <b>Д.В. Постников, А.В. Гулькин.</b> Повреждение поверхности бериллия в условиях облучения сильноточным пучком электронов  | 153 |
| <b>В.М. Король, С.А. Веденяпин, А.В. Заставной, V. Ovchinnikov.</b> Диффузия имплантированного натрия в кислородном кремнии  | 154 |
| <b>П.В. Серба, В.С. Малышевский, Ю.Ф. Блинов.</b> Перспективы использования многозарядных ионов для модификации твердых тел  | 155 |
| <b>А.А. Дмитриевский, Ю.И. Головин, Н.Ю. Сучкова, В.М. Васюков.</b> Влияние типа и концентрации легирующей примеси на динамику преобразований структурных дефектов кремния, индуцируемых низкоинтенсивным бета-облучением                                    | 156 |
| <b>Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов.</b> Влияние деформаций на поведение системы дефектов в кристалле при облучении и отжиге   | 157 |
| <b>Б.А. Кадыров, С.Г.Бабошкин.</b> О некоторых особенностях взаимодействия электронов и ионов инертных газов с поверхностью щелочно-галлоидных кристаллов  | 158 |
| <b>Д.А. Ташмухамедова, Б.Е. Умирзаков, М.А. Миржалилова, Б.Мавлянов, И.П. Парманкулов.</b> Получение нанокристаллов и нанопленок на основе пленки MgO  | 159 |
| <b>Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, А.К. Ташатов, В. Холмухамедова.</b> Энергетическая диаграмма трехслойной системы типа $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$  | 160 |
| <b>С.А. Айтхожин, А.С. Артёмов, В.С. Куликаускас, С.Б. Фарафонов, П.Н. Черных.</b> Исследование тонкой приповерхностной структуры методом обратного резерфордского рассеяния монокристаллов SiC, NiSb, ZnO и Cu после различных способов полирования         | 161 |
| <b>В.В. Углов, В.М. Анищик, Н.Н. Черенда, Е.К. Стальмошенок, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий.</b> Термическая стабильность углеродистой стали, легированной цирконием и азотом под действием плазменных потоков  | 162 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>В.В. Углов, Н.С. Тарасюк, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий.</b> Легирование поверхностных слоев стали титаном и хромом при воздействии потоков компрессионной плазмы                   | 163 |
| <b>В.В. Углов, Ю.А. Петухов, В.М. Асташинский, Н.Т. Квасов.</b> Структурные изменения в системе никель-кремний в результате воздействия высокоэнергетических плазменных потоков            | 164 |
| <b>А.К. Кулешов, В.В. Углов, В.М. Анищик, С.В. Злоцкий, М.М. Даниленок.</b> Изменение механических свойств и структуры нитридов циркония, молибдена, титана и хрома при термическом отжиге | 165 |
| <b>В.В. Углов, Н.Н. Черенда, А.В. Севрюк.</b> Электронно-микроскопические исследования приповерхностных слоев железа, подвергнутых воздействию компрессионных плазменных потоков           | 166 |
| <b>П.Н. Черных, В.С. Куликаускас, Г.А. Иферов, В.С. Черныш, Н.Г. Чеченин, В.Я. Чуманов.</b> Комплекс КГ-МЕИС для исследования поверхности и нанослойных структур                           | 167 |
| <b>А.В. Скупов, В.Д. Скупов, С.В. Оболенский.</b> Особенности пространственного распределения примесей в гетерокомпозиции «кремний на сапфире» при легировании методом ионной имплантации  | 168 |
| <b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ</b>   | 169 |

Секция I.

**ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ**



## ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ПЛОСКИЙ КАПИЛЛЯР

Г.П. Похил<sup>1)</sup>, К.А. Вохмянина<sup>1)</sup>, Л.А. Жилияков<sup>2)</sup>, Т. Ikeda<sup>3)</sup>, Y. Kanai<sup>3)</sup>,  
Т. Kambara<sup>3)</sup>, Y. Iwai<sup>3)</sup> Y. Yamazaki<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>Институт теплофизики экстремальных состояний объединённого института высоких температур РАН, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Atomic Physics Laboratory, RIKEN, Japan

На прошлой конференции мы докладывали работу об эффекте double guiding при прохождении быстрых ионов через плоский капилляр, образованный двумя стеклянными пластинами с зазором 0,1 мм. Капилляры позволяют управлять пучком ионов, что представляет большой практический интерес. Эффект double guiding заключается в том, что пучок отклоняется в плоскости пластин при повороте капилляра вокруг оси перпендикулярной этой плоскости, т.е. геометрически ничего не меняется. Было высказано предположение, что такое поведение пучка ионов вызвано образованием двумерного кристалла зарядов на поверхности диэлектрика.

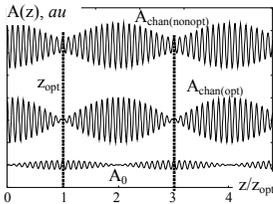
В настоящей работе продолжены экспериментальные исследования этого необычного явления и предложена более реалистичная модель его объяснения. Мы полагаем, что благодаря сильному отличию поверхностной проводимости диэлектрика в областях, подвергающихся облучению ионами, и в областях, куда ионы не попадают, плотность поверхностного заряда существенно неодинакова. В облучаемой области, благодаря возбуждению электронной подсистемы, проводимость существенно выше, чем в соседних областях. Поэтому кулоновские силы отталкивания выжимают заряды из облучаемой области и вокруг нее образуется барьер из поверхностного заряда с более высокой плотностью. Такая конфигурация заряда обеспечивает возможность управления пучком при повороте капилляра без нарушения симметрии самого устройства. Проведено машинное моделирование, которое показало, что предложенный механизм объяснения эффекта double guiding работает.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS № 06-1000012-8972.

# ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ И УСЛОВИЯ САМООХЛАЖДЕНИЯ И КОЛЛАПСА ПУЧКОВ

В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий, Н.В.Максюта  
Киевский университет имени Т. Шевченко, г. Киев, Украина

Предложен и рассмотрен новый тип самоуправляемого ориентационного движения заряженных частиц с внутренней структурой в кристаллах – параметрическое каналирование. Суть этого режима движения связана с сильной параметрической связью ориентационных колебаний, обусловленных взаимодействием заряда движущейся частицы с усредненными полями осей и плоскостей кристалла и колебаний, обусловленных процессами внутри этой частицы. Результирующее движение такой частицы определяется эволюцией этих двух связанных осцилляторов и возможностью их взаимного преобразования. Эффективность параметрической связи таких осцилляторов остается достаточно большой не только при равенстве частоты колебаний движущейся частицы в канале  $\omega_{\text{chan}}$  и частоты внутреннего резонанса этой частицы  $\omega_0$ , но и в случае, когда  $\omega_{\text{chan}} \neq \omega_0$  (например, при параметрической связи колебаний иона при каналировании с его внутриатомными резонансами).



В схематическом виде процесс периодического уменьшения амплитуды колебаний  $A_{\text{chan}}(z)$  для оптимального и неоптимального соотношений параметров представлен на рисунке. Если в исходном состоянии пучок с большой угловой расходимостью, состоящий из невозбужденных частиц, попадает в канал, то за счет параметрической связи происходит периодическое уменьшение большой амплитуды колебаний каналируемых частиц  $A_{\text{chan}}(z)$  (т.е. его охлаждения) с одновременным возбуждением внутренних состояний ионов  $A_0(z)$ . Для молекул  $A_0(z)$  – амплитуда внутренних колебаний или вращения, для атомов – вероятность возбуждения резонансных уровней.

Если продольный размер кристалла соответствует одному из значений  $z_{\text{opt}}$ , для которых  $A_{\text{chan}}(z_{\text{opt}}) = 0$ , то в оптимальном случае на выходе кристалла происходит самоохлаждение пучка, его сжатии и резкое уменьшение фазового объема, т.е. параметрический коллапс пучка с одновременным возбуждением частиц пучка (молекул, атомов, ядер).

В работе рассмотрены особенности параметрического каналирования в кристаллах разных типов заряженных частиц: устойчивых двухатомных молекулярных ионов типа  $\text{HeH}^+$  и  $\text{H}_2^+$ , ионов мезомолекул, ионов тяжёлых атомов, а также ядер с низколежащими резонансами.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОДОРОДНОЙ ПОДСИСТЕМЫ В МЕТАЛЛАХ

И.П. Чернов<sup>1)</sup>, Ю.М. Коротеев<sup>2)</sup>, В.М. Силкин<sup>2)</sup>, Ю.И. Тюрин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, Томск, Россия

<sup>2)</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
г. Томск, Россия

Экспериментальные результаты свидетельствуют, что водород, занимая регулярные положения в металле, образует собственную водородную подсистему. Удивительным является то, что диффузия водорода стимулируется  $\alpha$ - $\beta$  излучением, теряющим свою энергию в процессе столкновения с электронами атомов матрицы. Для понимания физики этих процессов необходима детальная информация об электронной структуре систем металл-водород и их способности поглощать энергию внешнего воздействия. Методом линеаризованных присоединенных плоских волн в рамках теории функционала плотности с использованием обобщенного градиентного приближения выполнены первопринципные расчеты электронной структуры ряда систем: Ti-H, Ni-H и Pd-H. Установлено, что растворение водорода не приводит к сильному изменению электронного спектра кристалла, но значительно изменяет топологию поверхности ферми металла-растворителя. Это обстоятельство может значительно повлиять на процессы возбуждения и релаксации электронной подсистемы металл-гидрида. Показано, что растворение водорода значительно изменяет мнимую части диэлектрической функции металла  $\epsilon(\omega)$ , увеличивая способность его электронной подсистемы поглощать энергию внешнего воздействия (например, облучения). Методом псевдопотенциала проведены первопринципные расчёты частотно-импульсной зависимости диэлектрической функции  $\epsilon(q, \omega)$  и функции потерь  $\text{Im}[-\epsilon^{-1}(q, \omega)]$  для чистого палладия и системы Pd-H. Для чистого Pd обнаружена одна плазменная мода, диспергирующая в области энергий от 2,5 до 7,5 эВ. В палладии, обогащенном водородом, эта плазменная мода расщепилась на две почти бездисперсионных ветви с энергиями 2.7 и 3.5 эВ. Полученные результаты указывают на возникновение под действием облучения осцилляций электронной плотности, создающих сильные ( $E \sim 10^{10}$  В/м) локальные ( $L \sim 10^{-10}$  м) электрические поля во всем образце. С наибольшим эффектом эти поля будут воздействовать на легкую компоненту системы, т.е. на водород, приводя его в движение. Показано, что присутствие водорода в металле значительно изменяет способность его электронной подсистемы поглощать энергию ионизирующего излучения. Возбуждая плазменные колебания электронной плотности, ионизирующее излучение может стимулировать миграцию водорода в объёме металла и, как следствие, приводить к его выходу из образца.

# КВАНТОВО-ДИНАМИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

О.А.Подсвиров

Санкт-Петербургский государственный политехниче-  
ский университет, С-Петербург, Россия

В настоящей работе рассматривается новая концепция распространения и дифракции электрона в кристалле, которая, на наш взгляд, более адекватна процессам взаимодействия электрона с внутрикристаллическим потенциалом. Эта концепция основана на квантово-динамическом подходе и рассматривает электрон как ограниченный в пространстве объект – волновой пакет, движущийся и взаимодействующий с кристаллом. Действительно, такая модель электрона значительно более правдоподобна, чем электрон как бесконечный во времени и пространстве волновой процесс, используемый в обычной теории. При вхождении электронного волнового пакета в кристалл происходит его дисперсия, то есть он расщепляется на блоховские волны (сложные полупакеты), которые движутся в кристалле с различными скоростями, и, следовательно, степень их перекрытия (с течением времени или глубины в кристалле) уменьшается вплоть до нуля. Если толщина кристалла невелика, то эти пакеты покидают его в перекрытом, то есть интерференционном состоянии, что приводит к осцилляции интенсивностей между рефlekсами при изменении толщины кристалла или ориентации пучка. С ростом толщины кристалла степень перекрытия падает и, соответственно, падает степень модуляции интенсивностей. При большой толщине кристалла наши полупакеты покидают кристалл поочередно, т.е. в разное время, и на экране будет наблюдаться обычное сложение интенсивностей. Эта идея была математически сформулирована на основе нестационарной двухволновой динамической теории дифракции электрона на идеальном кристалле. Полученные теоретические результаты показали неплохое согласие с экспериментальными данными.

# ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛЕ УСКОРЕННОГО ИОНА В КРИСТАЛЛЕ

В.С. Малышевский

Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

При движении многозарядного иона в кристалле его заряд создает возмущающий потенциал, который, взаимодействуя с Блоховскими электронами кристалла, вносит в их зонную структуру локальные нестационарные искажения. Изучение искажений электронной структуры предполагает, прежде всего, подробное изучение одноэлектронных локализованных состояний, возникающих в поле движущегося в кристалле быстрого иона. Одним из путей решения поставленной задачи может стать обобщение и модификация подхода, используемого для изучения локализованных состояний точечных дефектов в кристаллах /1/. Отличие от задач, решаемых в физике конденсированного состояния, состоит в том, что «точечный дефект» в нашем случае – это ускоренный ион, скорость движения которого намного больше скорости электронов среды  $v > Z_2 e^2$  ( $Z_2$  - атомный номер мишени). Используя такой подход можно построить адекватную схему для описания и анализа электронных состояний в поле движущегося иона и возникающих при этом эффектов.

В работе рассматривается прохождение быстрых тяжелых многозарядных ионов через кристаллы ( $Z_1^*(v) > Z_2$ ). Получены общие уравнения для описания одноэлектронных состояний в поле движущегося в кристалле иона. Для ионов, потенциал которых меняется достаточно медленно по пространственным координатам, можно использовать приближение эффективной массы. В другом предельном случае короткодействующих потенциалов найдены пороговые условия возникновения локализованных состояний, собственные значения и собственные функции таких состояний. При выполнении порогового условия для значений параметров потенциальной ямы (ширины и глубины) и скорости иона появляются отщепленные от дна зон одноэлектронные локализованные состояния. Пороговое условие совпадает с известным скоростным критерием Бора. Образование локализованных состояний приведет к появлению дополнительных полос излучения. Характерными особенностями таких дополнительных полос, позволяющими их идентифицировать, является наличие пороговой скорости иона, зависимость их положения от скорости и направления движения иона в кристалле. Рассмотренные эффекты можно наблюдать при прохождении, например, ионов урана через кристалл кремния в интервале энергий ионов от 2 до 20 МэВ/н.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Faulkner R.A. //Phys. Rev. 1968. V.175, P.991.

# ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИНТЕРВАЛ БЛОКИРОВКИ ВХОДА ПРИ ИХ РАССЕЯНИИ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКОЙ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Е.И. Васько, С.В. Гавриленко, И.А. Мельничук  
Донецкий национальный университет, г. Донецк, Украина

Упорядоченные магнитные и доменные структуры способны обеспечивать устойчивое ориентационное движение как заряженных, так и нейтральных частиц, обладающих магнитным моментом [1-3]. Моделирование показывает [4-5], что наличие над поверхностью образца магнитных полей регулярных, например, полосовых доменных структур (ПДС), должно приводить к ориентационным закономерностям рассеяния заряженных частиц аналогичным тем, которые наблюдаются при рассеянии их поверхностью монокристалла [6]. Одним из проявлений влияния полей ПДС является блокировка входа – рассеяние без столкновений частицы с поверхностью. Количественной характеристикой блокировки может быть угловой интервал  $\Delta\beta$ , в котором она наблюдается ( $\beta$  – угол между проекцией скорости частицы на поверхность и доменной стенкой ПДС). Величина  $\Delta\beta$  зависит от угла скольжения пучка падающих частиц  $\alpha$ , намагниченности  $4\pi M$  и толщины пленки  $h$ , периода ПДС –  $P_0$ . Цель данной работы – исследование влияния энергии частиц на величину  $\Delta\beta$ .

Проведено компьютерное моделирование рассеяния электронов в полях ПДС, реализованных в плёнках кобальта ( $4\pi M = 17900$  Гс) для двух значений толщины и соотношения  $P_0/h$ , а также ПДС, содержащейся в пленке феррита граната  $Sm_{1,2}Lu_{1,8}Fe_5O_{12}$  ( $4\pi M = 1700$  Гс,  $h = 5.88$  мкм,  $P_0/h = 0.5$ ). Угол скольжения  $\alpha = 0.5^\circ$ . Выбор таких параметров задачи обеспечивает яркое проявление данного эффекта. Во всех случаях получены монотонно убывающие с ростом энергии электронов зависимости интервала углов блокировки. Исследуемый интервал убывает по закону  $\Delta\beta(E) = k/E^n$ , значения  $k$  и  $n$  зависят от параметров пленок. Для кобальта существенная блокировка входа ( $\Delta\beta > 1^\circ$ ) должна наблюдаться до энергии 700 эВ (образец  $h = 0.41$  мкм,  $P_0/h = 0.5$ ) и 100 кэВ (образец  $h = 1$  мкм,  $P_0/h = 10$ ), для феррита-граната существенная блокировка при данном  $\alpha$  должна наблюдаться до энергий 1100эВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н. // УФН, 1992. Т. 162, №9, с. 2.
2. Братман В.Л., Генкин Г.М., Зильберберг В.В. // Письма ЖТФ, 1982. Т.8, вып.16, с. 970.
3. Бордовицын В.А., Муравяткин В.Ю., Эпп В.Я. // СФХТ, 1991. Т.4, №8, с.1521.
4. Мельничук И.А., Мельничук П.И. // Мат.ХV Межд. Конф. ВИП-2001. – М., 2001, с.204.
5. Васько Е.И. // Там же. С.230.
6. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел.-М.:Атомиздат,1980.-256с.

# НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ

Г.М. Филиппов<sup>1)</sup>, А.С. Сабиров<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Чебоксарский институт Московского государственного открытого университета, г. Чебоксары, Россия

<sup>2)</sup>Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, Россия

Рассматривается динамическая поляризация проводящего цилиндра при движении вблизи него быстрой заряженной частицы. Задача имеет отношение к явлениям, возникающим при дуговом разряде в газе вблизи от поверхности твердого тела, сопровождающемся возникновением проводящих структур цилиндрической формы (в частности, трубок с диаметром порядка нанометра – см. более подробно в монографии /1/). Спектр собственных электрических поверхностных колебаний цилиндра рассчитывается в нерелятивистском приближении, предполагающем малость скорости частицы по сравнению со скоростью света. Потенциал поляризованного поля представляет собой суперпозицию элементарных полей вида (в цилиндрических координатах)

$$\Phi_{km}(\rho, \varphi, z) = C e^{ikz + im\varphi} \left[ \Theta(a - \rho) \frac{I_m(k\rho)}{I_m(ka)} + \Theta(\rho - a) \frac{K_m(k\rho)}{K_m(ka)} \right],$$

где использованы стандартные обозначения для координат и специальных функций (см., например, в /2/),  $k$  – волновое число, характеризующее зависимость решения от продольной координаты  $z$ ,  $m=0, \pm 1, \dots$  – азимутальное число,  $a$  – радиус цилиндра. Частоты собственных колебаний находятся из уравнения

$$K'_m(ka) / K_m(ka) = \varepsilon(k, \omega) I'_m(ka) / I_m(ka),$$

где  $\varepsilon(k, \omega)$  – Фурье-образ диэлектрической проницаемости проводника (при пренебрежении пространственной дисперсией в поперечной плоскости). В докладе рассчитываются поляризионные поля, возникающие при заданных типичных траекториях движения заряда, компоненты действующих на заряд сил, передаваемые при движении энергия, импульс, момент импульса и другие характеристики взаимодействия заряда с цилиндром.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tomanek D. and Enbody R.J.. Science and Application of Nanotubes. – New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow: Kluwer, 2002, p. 399
2. Джексон Дж. Классическая электродинамика. – М.: Наука, 1978, с.102.

## МЕХАНИЗМЫ ПРОХОЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 240 КЭВ ЧЕРЕЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАПИЛЛЯРЫ

Ф.Ф. Комаров, А.С. Камышан, А.Е.Лагутин  
НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севчен-  
ко» Белгосуниверситета, г. Минск, Беларусь

В НИИ ПФП БГУ на ускорителе ЭСУ-2 проведен ряд экспериментов по исследованию взаимодействия ускоренных протонов с поверхностью диэлектрических капилляров с целью изучения характеристик движения частиц при таком взаимодействии. Для изучения особенностей прохождения ионов через капилляры и капиллярные системы была разработана и изготовлена экспериментальная установка /1/.

Измерялись угловые распределения протонов с энергией 240 кэВ, прошедших через стеклянные (боросиликатные) капилляры диаметром 0,5 мм длиной 65, 178 мм и диаметром 0,2 мм длиной 250 мм в диапазоне тока пучка протонов от  $10^{-12}$  до  $5 \cdot 10^{-12}$  А при углах влета протонов относительно оси капилляра от  $-0,20^\circ$  до  $+0,20^\circ$ . Угловые распределения протонов, прошедших через капилляры при противоположных относительно нуля углах влета, имеют вид зеркального отражения друг от друга и их ширины одинаковы. Форма угловых распределений протонов, прошедших через стеклянный капилляр длиной 65 мм, определяется в значительной мере однократным рассеянием заряженных частиц внутренней поверхностью капилляра. Увеличение длины капилляра до 178 мм приводит к изменению формы угловых распределений, указывая на то, что распределение протонов, прошедших через такой капилляр, определяется многократным рассеянием заряженных частиц внутренней поверхностью капилляра. В режим протяженного скольжения вдоль поверхности попадает пучок протонов, прошедший капилляр длиной 250 мм.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Lagutin A.E., Boyko E.B., Kamyshan A.S., Komarov F.F. // XX Russian Conference on Charged Particle Accelerators: Novosibirsk, Russia. – 2006. – <http://rupac2006.inp.nsk.su>.

# К ВОПРОСУ О ТЕРМОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЯХ ТОНКОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

М.Н. Бекназаров, С.В. Блажевич, С.Н. Немцев  
Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

В работе исследуется динамическая задача термоупругости, связанная с импульсным воздействием пучком релятивистских электронов на тонкую пластину. Основной причиной наблюдаемого при этом акустического эффекта является нестационарный местный нагрев вещества пластины за счет ионизационных потерь энергии излучения [1]. Рассматривается ограниченная пластина, имеющая форму эллипса. Решена задача о контурных колебаниях пластинки. В работе в эллиптических координатах получены выражения для компонент напряжения, описывающих возбуждаемые в пластине колебания с учетом краевых условий на незакрепленных внешних границах пластины.

Решение данной задачи представляется важным с точки зрения возможного использования рассматриваемого акустического эффекта для индикации параметров мощных импульсных пучков ускоренных заряженных частиц, рентгеновского и гамма излучения, или при исследовании свойств самой мишени.

Полученные в работе аналитические выражения готовы для использования в конкретных численных расчетах рассматриваемого акустического эффекта.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант № 05-02-16512).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блажевич С.В., Бекназаров М.Н., Гришин В.К., Осесимметричная задача возбуждения акустической волны в тонкой пластине импульсным пучком релятивистских электронов// Поверхность, Синхротронные и нейтронные исследования, 2005, №3, с. 83-87

# СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ УГЛЕРОДА

И.С. Дмитриев, Я.А. Теплова, Ю.А. Белкова  
НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

Экспериментальные и теоретические исследования прохождения быстрых ионов через различные среды получили развитие в последние годы, поскольку ионные пучки успешно применяются в медицине, исследовании микро- и наноструктур и др. /1/. Особый интерес в связи с этим приобретает изучение углеводородных соединений, а также параметров взаимодействия с веществом ионов углерода.

Расчеты энергетических потерь и пробегов ионов в веществе требуют знания соответствующих сечений потери и захвата электронов. В данной работе на основе полученных ранее экспериментальных данных были вычислены сечения потери  $\sigma_{1,i+1}$  и захвата  $\sigma_{1,i-1}$  электрона ионами углерода с зарядом  $i$  и скоростями 2.7, 4, 6 и  $8 \cdot 10^8$  см/с в различных средах ( $H_2$ , He,  $N_2$ , Ne, Ar).

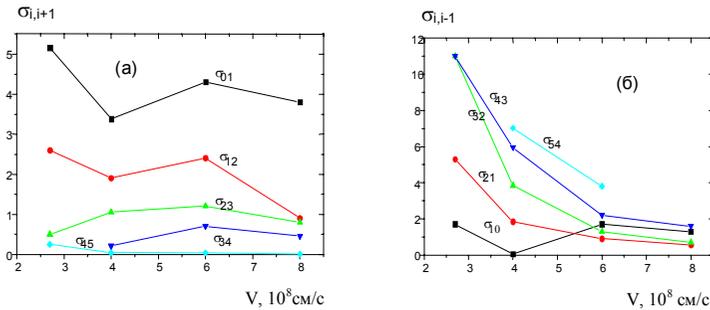


Рис. 1. Сечения потери (а) и захвата (б) электронов ионами углерода со скоростью  $8 \cdot 10^8$  см/с в азоте,  $i=0-5$ .

Полученная информация о сечениях перезарядки позволяет с помощью предложенной ранее методики /2/ определить средние заряды, а также потери энергии ионов углерода, что может быть использовано в дальнейших исследованиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pinho A.//Brazilian J. of Phys., 1993, V.23, №3, P. 219
2. Белкова Ю.А., Теплова Я.А.// Изв.РАН.Сер.физ.,2004,Т.68,№3,С.367

## ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ GUIDING ЭФФЕКТА

Г.П. Похил, К.А. Вохмянина  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В последние годы в различных научных центрах проведен ряд экспериментов, в которых пучки заряженных частиц транспортируются через диэлектрические каналы, причем ионы взаимодействуют со стенкой канала таким образом, что пучок в значительной мере изолируется от стенок. Это взаимодействие носит самоорганизующийся характер, если канал изготовлен из хорошего изолятора. В первые моменты прохождения заряженных частиц через диэлектрический канал часть ионов сталкивается со стенкой и она заряжается. Затем, когда формируется определенное распределение заряда, частицы пучка перестают сталкиваться со стенками, и большая доля частиц проходит через капилляр без потерь энергии и без перезарядки. Процесс зарядки и стекания поверхностного заряда имеет нетривиальную временную зависимость, для объяснения которой авторы [1] вынуждены предполагать сложную зависимость тока разрядки от величины заряда высаженного на поверхности капилляра.

В настоящей работе зависимость зарядки и разрядки от времени объясняется без привлечения экзотической зависимости поверхностной проводимости диэлектрика. Показано, что движение зарядов за счет дрейфа под влиянием поля зарядов, осевших на стенках капилляра, играет более важную роль, чем диффузия зарядов. Полученные расчетные кривые хорошо описывают особенности экспериментальных кривых.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS № 06-100012-8972.

### ЛИТЕРАТУРА

1. N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, et al. //Phys.Rev.Lett. 2002. V.88. P.133201-

# О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.С. Малышевский, С.В. Рахимов  
Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Кинетическое уравнение для описания каналирования многозарядных ионов исследовалось в работах /1,2/. Для тонких кристаллов хорошим приближением для расчета угловых распределений может служить более простое уравнение:

$$\begin{aligned} \partial f_{\varrho}^c(\mathbf{p}, z) / \partial z = & W_{\varrho+1, \varrho}^c(\mathbf{p}) f_{\varrho+1}^c(\mathbf{p}, z) - W_{\varrho, \varrho-1}^c(\mathbf{p}) f_{\varrho}^c(\mathbf{p}, z) + \\ & W_{\varrho-1, \varrho}^i(\mathbf{p}) f_{\varrho-1}^i(\mathbf{p}, z) - W_{\varrho, \varrho+1}^i(\mathbf{p}) f_{\varrho}^i(\mathbf{p}, z). \end{aligned}$$

Согласие расчетных и экспериментальных данных для ионов  $Y$  достигается при предположении, что при энергии 177 МэВ вероятность захвата электрона подавлена по отношению к вероятности потери. Отличие в угловых распределениях ионов при разных энергиях связано с тем, что ионы с меньшей энергией имеют меньшую скорость, и в соответствии с критерием Бора могут захватить электроны кристалла с более высоких орбит, которые находятся в доступной для каналирования области. Ионы же с большей энергией имеют большую скорость и могли бы захватывать электроны только с более глубоких орбит, но они находятся вне доступной области для каналированных ионов и вероятность их захвата оказывается подавленной. Поскольку эффективность захвата электронов кристалла при малых поперечных импульсах оказывается большей для ионов с меньшей энергией, то это приводит к экспериментально установленному в /3/ уменьшению среднего заряда в канале при более низких энергиях (в режиме «нагрева») ионов и к увеличению при более высоких (в режиме «охлаждения»). Соотношение между вероятностями захвата и потери можно установить, если будут известны парциальные угловые распределения. Действительно, при достижении стационарного режима «балансового» члена из кинетического уравнения следует соотношение:

$$f_{\varrho+1}^c(\mathbf{p}, z_c) / f_{\varrho}^c(\mathbf{p}, z_c) = W_{\varrho, \varrho+1}^i(\mathbf{p}) / W_{\varrho+1, \varrho}^c(\mathbf{p}).$$

Таким образом, по измеренным парциальным угловым распределениям можно найти зависимость вероятности захвата электронов от поперечного импульса (или прицельного параметра) при взаимодействии ионов с атомными цепочками.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Malyshevsky V.S.// Phys. Rev. 2005, v.В 72, p.094109.
2. Малышевский В.С., Рахимов С.В.// ЖТФ, 2007, №4, с.1.
3. Schubert M., et.al.// Nucl. Instr. And Meth. 2003, v.В 209, p. 224.

# К ТЕОРИИ ЗАХВАТА И ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

В.С. Малышевский, А.А. Першин  
Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

На основе стационарной многоканальной теории рассеяния рассмотрены процессы одноэлектронной перезарядки при столкновении многозарядных ионов в области относительно больших энергий сталкивающихся частиц с учетом кулоновского взаимодействия ядер. Рассматривается система, состоящая из легкого ядра  $A$ , налетающего на тяжелое ядро  $B$ , и в связанном состоянии в поле ядра  $A$  или  $B$  находится электрон. Ядро  $B$  считаем бесконечно тяжелым и неподвижным, в поле которого движутся более легкое ядро  $A$  и электрон, т.е.  $m_B \gg m_A \gg m_e$ , что позволяет свести трехчастичную задачу к двухчастичной.  $T$ -матрица для процесса захвата электрона  $A + (B + e) \Rightarrow B + (A + e)$  из связанного состояния  $B\alpha$  в состояние  $A\beta$  в первом порядке теории возмущений имеет вид:

$$T_{\beta\alpha}^{(c)} = \int d\mathbf{r}_A d\mathbf{r}_e e^{i(\mathbf{p}_A \mathbf{r}_A - \mathbf{p}_A' \mathbf{R}_A)} \psi_{A\beta}^*(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_A) [V_{Ae}(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_A) + V_{AB}(\mathbf{r}_A)] \varphi_{B\alpha}(\mathbf{r}_e),$$

где через  $\mathbf{P}_A'$  обозначен импульс центра масс системы  $(A+e)$ , радиус-вектор которого определен как  $\mathbf{R}_A = (m_A \mathbf{r}_A + m_e \mathbf{r}_e) / (m_A + m_e)$ . Первое слагаемое описывает захват электрона, связанного в поле ядра  $B$ , в связанное состояние ядра  $A$ , а второе слагаемое описывает кулоновское рассеяние ядра  $A$  в поле ядра  $B$ . Если не учитывать кулоновское рассеяние ядра  $A$  на ядре  $B$ , т.е. положить, что  $V_{AB}(\mathbf{r}_A) = 0$ , то выражение для  $T$ -матрицы совпадает с известным приближением Бринкмана и Крамерса [1,2]. Если в начальном состоянии электрон находится в связанном состоянии в поле налетающего ядра  $A$ , а в конечном – в поле ядра  $B$  (потеря электрона  $(A+e) + B \Rightarrow (B+e) + A$ ), то соответствующая амплитуда процесса может быть получена соответствующим переопределением асимптотических гамильтонианов начального и конечного состояний:

$$T_{\beta\alpha}^{(l)} = \int d\mathbf{r}_A d\mathbf{r}_e e^{-i(\mathbf{p}_A \mathbf{r}_A - \mathbf{p}_A' \mathbf{R}_A)} \varphi_{B\alpha}^*(\mathbf{r}_e) [V_{Be}(\mathbf{r}_e) + V_{AB}(\mathbf{r}_A)] \psi_{A\beta}(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_A).$$

Проведены численные расчеты сечения захвата (потери) электрона при рассеянии водородоподобных ионов в атомарном водороде.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Brikmann H.C., Kramers H.A.// K. Wet. Amst. 1930, v.33, p.973.
2. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. – М.: Иностранная литература, 1951.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ОРИЕНТИРОВАННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

П.В. Серба<sup>1)</sup>, В.С. Малышевский<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Технологический институт Южного федерального университета,  
г. Таганрог, Россия

<sup>2)</sup>Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

При прохождении ионов в твердом теле зарядовые состояния и потенциал взаимодействия претерпевают значительные изменения. Недавно было обнаружено новое явление – нарушение изотропности первоначально изотропного пучка тяжелых ионов при каналировании в кристаллах /1-3/. Систематическое экспериментальное исследование ориентационной зависимости прохождения различных ионов через различные кристаллы /4/ показало существование, так называемых, эффектов «охлаждения» или «нагрева» пучка ионов, движущихся вдоль кристаллографических направлений.

В данной работе рассматривается моделирование траекторий многозарядных ионов в монокристалле с учетом влияния эффекта перезарядки. Влияние неупругих взаимодействий производилось с использованием модели Фирсова /5/. Угол рассеяния и потери энергии при упругих столкновениях рассчитывались с использованием кулоновского потенциала. Изменение зарядового состояния определялось с использованием выражений вероятности захвата и потери электрона /6/. В процессе моделирования регистрировались зарядовое состояние и направления движения ионов. В результате обработки полученных траекторий ионов были получены: эволюция зарядового состояния ионов в процессе их движения через кристалл, распределение среднего заряда по глубине образца и угловые распределения направлений движения ионов. Полученные результаты позволили выполнить анализ влияния перезарядки на движение ионов при каналировании. Показано что, проявление эффектов «охлаждения» или «нагрева» изотропных пучков тяжелых многозарядных ионов определяется зависимостью вероятностей захвата и потери электронов от прицельного параметра при взаимодействии ионов с атомами кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-08-00245a)

## ЛИТЕРАТУРА

1. Betz H.D. //Rev. Mod. Phys. 44, 465, 1972.
2. Shima K., Kuno N., Yamanouchi M. // Phys. Rev. A 40, 3557, 1987.
3. Shima K., Kuno N., Yamanouchi M., Tawara H. // Atomic Data and Nuclear Data Tables 51, 173, 1992.
4. Assmann W. Et. Al.// Phys. Rev. Lett. 83, 1759, 1999.
5. Фирсов О.Б. // ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1517
6. Andersen J.U., Gruner F., Ryabov V.A., Uguzzoni A. // Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B 193, 118, 2002.

## 7. ЭЛЕКТРОННАЯ И АТОМНАЯ СТРУКТУРА СИСТЕМЫ Zr-He

Ю.М. Коротеев<sup>1),2)</sup>, О.В. Лопатина<sup>2)</sup>, И.П. Чернов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики прочности и материаловедения СОРАН,  
г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Цирконий является важным конструкционным материалом в атомной энергетике. В процессе функционирования ядерных установок в цирконии накапливаются атомы He, образовавшиеся в результате ядерных реакций. Это вызывает охрупчивание материала. Для понимания и объяснения природы охрупчивания и успешной борьбы с ним необходимо иметь информацию об изменении свойств Zr в результате растворения в нём He. Для этого необходимо провести первопринципные расчеты электронной и атомной структуры как чистого Zr, так и системы Zr-He.

В настоящей работе в рамках теории функционала плотности /1/ линейаризованным методом присоединенных плоских волн выполнены самосогласованные расчеты электронной структуры систем Zr-He и чистого Zr для трех наиболее плотноупакованных кристаллических структур: ГПУ, ГЦК и ОЦК. Проведена оптимизация постоянной решетки для случаев различного положения атомов гелия в решетке металла, определен избыточный объем, вносимый атомами He в Zr при внедрении. Выполнен расчет плотности электронных состояний и энергии растворения.

Расчёты показали, что при нормальных условиях присутствие He, как в тетраэдрических, так и в октаэдрических междоузлиях металла стабилизирует высокотемпературную ОЦК фазу Zr. Получено, что для всех трёх исследованных кристаллических структур наиболее энергетически выгодной является тетраэдрическое местоположение He в решетке металла. Вычисленная энергия растворения имеет положительные значения для всех рассмотренных нами случаев. Это свидетельствует о том, что He не способен растворяться в Zr и может проникать в объем материала лишь в специальных условия, например, в процессе имплантации (облучения  $\alpha$ -частицами). Как показали расчёты, присутствие He в решетке Zr вносит довольно большой избыточный объем в решетку металла, что может быть причиной возникновения внутренних напряжений в системе Zr-He.

Результаты расчёта плотности электронных состояний свидетельствуют о том, что He не образует химических связей с цирконием и находится в решетке металла в изолированном состоянии как примесь.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hohenberg P., Kohn W. // Phys. Rev.1964. V.B136, P.864.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  
ПО ЗАРЯДОВЫМ СОСТОЯНИЯМ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ U,  
Ni В ТОНКИХ МИШЕНЯХ Be, C, Al, Ag, Au ПРИ ЭНЕРГИЯХ  
40-200 МЭВ/НУКЛОН

Н.А. Кузьминчук<sup>1)</sup>, Ю.Л. Пивоваров<sup>1)</sup>, К. Шайденбергер<sup>2)</sup>, Р. Кнобель<sup>2)</sup>,  
М. Маер<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>ГСИ, Дармштадт, Германия

Во многих современных экспериментах с экзотическими ядрами, получаемыми на сепараторах фрагментов (например, FRS в GSI, Дармштадт) эти ядра (ионы) должны быть сначала замедлены, охлаждены или остановлены тонким слоем вещества. Для расчетов с заданной точностью потерь энергии ионов в веществе требуется знание среднего заряда ионов. К настоящему времени получено много новых экспериментальных данных и имеется ряд компьютерных программ, позволяющих вычислять значения среднего заряда, но промежуток энергий от 40 до 200 МэВ/нуклон, когда средний заряд ионов в веществе сильно зависит от заряда ядра атома мишени, все еще исследован недостаточно подробно.

Целью данной работы является получение новой улучшенной формулы для расчета равновесного среднего заряда ионов  $^{59}_{28}\text{Ni}$ ,  $^{238}_{92}\text{U}$  при взаимодействии с Be, C, Al, Ag и Au мишенями в промежуточной области энергий и использование для вычисления тормозной способности путем замещения квадрата заряда налетающих ионов  $Z_p^2$  квадратом среднего заряда  $q_{mean}^2$ . Значения среднего заряда были вычислены с использованием существующих формул: Шивитца, Леона, Томаса-Ферми, модифицированной формулы Томаса-Ферми, формулы Николаева и Дмитриева и формулы Пирса и Блана. Сравнение этих значений с экспериментальными данными [1-5] выявило различие более чем на 1%. Для того, чтобы описать тормозную способность с точностью до 2%, допустимая ошибка в вычислении среднего заряда не должна превышать 1%. В ходе работы была получена полуэмпирическая формула, обеспечивающая заданную точность расчета.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gauvin H, Bimbot R., Herault J., Kubica B. // Nucl. Instr. And Meth. 1990. В 47. 339-350.
2. Maier M. // Ph.D. Thesis, University of Giessen, 2004.
3. Knöbel R. // Thesis, University of Giessen, 2004.
4. Shima K., Kuno N., Yamanouchi Y., Tawara H. // At. Data Nucl. Data Tables. 1992. 51. 173-241.
5. Weick H. // Ph.D. Thesis, University of Giessen, 2000.

# ОБРАЗОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО АТОМА ПОЗИТРОНИЯ ПОЗИТРОНОМ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Ю.П. Кунашенко<sup>1) 2) 3)</sup>, Ю.Л. Пивоваров<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>ГНУ НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>3)</sup>ГПГУ, г. Томск, Россия

Атом позитрония (Ps) связанное состояние электрона и позитрона. Впервые возможность образования синглетного атома Ps фотоном в поле атома было рассмотрено в [1]. Теория образования атома Ps фотонами и заряженными частицами в аморфной мишени была развита в [2-4] Атом Ps может образовываться при конверсионных переходах в атомных ядрах [5].

Когерентное образование атома Ps в кристаллах фотонами и заряженными частицами было рассмотрено в [6-9]. Релятивистская заряженная частица, пролетая через кристалл под малым углом к оси или плоскости кристалла, может быть захвачена в режим каналирования. Канализующая частица обладает дискретными уровнями поперечной энергии. Вследствие перехода между уровнями поперечной энергии может быть испущен фотон или  $e^+e^-$  пара. Согласно [1-4] небольшая часть образованных  $e^+e^-$  пар (пропорционально  $\alpha^3$ ) испускается в связанном состоянии т.е. как атом Ps .

Получено сечение образования атома Ps для переходов заряженной частицы с одного уровня поперечной энергии на другой. Проведены численные расчеты для случая плоскостного каналирования позитронов. Изучена зависимость сечения образования атома Ps от энергии позитрона, угла вылета атома Ps и других параметров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.V. Meledin, V.G. Serbo and A.K. Slivkov, JETP Lett. 13, 1971, 68
2. H.A. Olsen, Phys.Rev.D. 33, 1986, 2033.
3. V.L. Lyuboshits, Yad.Fiz. 45, 1987, 682.
4. E. Holvik, H.A. Olsen, Phys.Rev.D. 35, 1987 2124.
5. V.M. Kolomiets, S.N. Fedotkin, Yad.Fiz. 56, 1993, 92.
6. Yu.P. Kunashenko, Yu.L. Pivovarov, Yad.Fiz. 51, 1990, 627.
7. G.I. Sandnes, H.A. Olsen, Phys.Rev.A 48, 1993, 3725.
8. Yu.L.Pivovarov, Yu.P.Kunashenko, I.Endo, T.Isshiki, NIM B 145, 1998, 80.
9. Yu.P. Kunashenko, NIM B 229, 2005, 219.

# СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ПОЗИТРОНОВ

Ю.П. Кунашенко

ГНУ НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, г. Томск, Россия

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

ТГПУ Томск, Россия

Исходя из релятивистского уравнение Дирака получено нерелятивистское уравнение движение заряженных частиц при плоскостном каналировании (в системе отсчета движущейся с продольной скоростью каналированной частицы). Полученное уравнение позволяет описывать спиновые эффекты при взаимодействии частицы с непрерывным плоскостным потенциалом.

На основе подхода предложенного в работах [1-3], развит приближенный метод решения полученного уравнения.

На основе полученного уравнения исследованы спиновые эффекты при плоскостном каналировании позитронов. Найдены поправки к волновым функциям связанных поперечных состояний и уровням поперечной энергии, обусловленные взаимодействием спина каналирующей частицы с непрерывным потенциалом кристаллографических плоскостей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kunashenko Yu. And Olsen H. A.//Theoretical Physics Seminar in Trondheim, Preprint No 18, 1994, p. 1-12.
2. Olsen Naakon A. and Kunashenko Yu.P.// Phys.Rev.A, v. 56, n. 1, p. 527-537, 1997.
1. Кунашенко Ю.П., Olsen H.A.// Поверхность, 6 (1996) 20-25.

# АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ МЕДЛЕННЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ НА ОСНОВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

В.В.Самарин<sup>1)</sup>, Н.А.Мальцев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Чебоксарский институт (филиал) МГОУ, г. Чебоксары, Россия

<sup>2)</sup> Чувашский государственный университет, г. Чебоксары, Россия

Для микроскопического расчета сечений перезарядки при скоростях многозарядных тяжелых ионов, соизмеримых со скоростями электронов атома, применено нестационарное трехмерное уравнение Шредингера /1/. Электронные состояния атома и иона находились в модели независимых электронов. В качестве потенциала взаимодействия электронов с многозарядным ионом использовалось сочетание кулоновского и экранированного кулоновского полей. Исследовано заселение различных электронных оболочек иона с зарядом, зависящим от скорости /2/, а также зарядовые распределения ионов в тонких пленках. Запрет принципом Паули захвата электрона в состояния с энергией, меньшей, чем у верхней заполненной оболочки иона, учитывался применением метода псевдопотенциала.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Самарин В.В. Самарина С.М. // Поверхность, 2005, № 4, с. 14.
2. Оцуки Ё.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир. 1985, с. 277

# ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ ПРОВОДЯЩЕГО ШАРА И ИХ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДВИЖУЩИМИСЯ ЗАРЯДАМИ

Г.М. Филиппов<sup>1)</sup>, В.А. Александров<sup>2)</sup>, А.В. Никитин<sup>3)</sup>, И.В. Лысова<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Чебоксарский институт МГОУ, г. Чебоксары, Россия

<sup>2)</sup>Чувашский государственный университет, г. Чебоксары, Россия

<sup>3)</sup>Чувашский ГПУ, г. Чебоксары, Россия

Задача о поляризации неограниченной и полуограниченной среды движущимися зарядами достаточно подробно рассмотрена в многочисленных работах, выполненных как в России, так и за ее пределами. Многие работы используют понятия и характерные детали таких исследований, в особенности, представления о существовании кильватерного потенциала или поля поверхностных плазмонов. Значительно меньше работ посвящено исследованиям поляризации ограниченных тел и даже полуограниченных, но с неплоской границей. Между тем, необходимость подобных исследований с каждым годом становится все очевидней. В первую очередь, это касается нового направления в современной технологии – создания элек-



тронных устройств на основе элементов с характерным размером в 1 нм. Уже созданы или создаются, например, устройства, использующие островковые пленки или локальные внедрения нанометрических размеров. В настоящей работе, продолжая исследования, начатые в [1], мы проводим конкретные вычисления поляризационных полей, сил, потерь энергии, и некоторых других важных характеристик в задаче взаимодействия проводящего шара с движущимся зарядом. Заряд рассматривается как классическая точечная частица, в то время как поляризационные явления в шаре описываются на основе законов квантовой механики. Мы исходим из представления об элементарных возбуждениях проводящего шара как о квазичастицах, которые могут, как генерироваться пролетающим мимо сферы зарядом, так и поглощаться им. На приведенном рисунке показано, как заряд в 1 а.е. (например, протон), двигаясь в горизонтальном направлении со скоростью в 1 а.е., создает вокруг шара поляризационное поле, характеризуемое замкнутыми эквипотенциальными линиями уровня. Радиус шара положен равным 10 а.е., целевое расстояние – 10.5 а.е.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Г.М., Елизарова Л.В.//Поверхность, 2004. № 4 , с.39.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЯДРОМ И МЕЖДУ СОБОЙ В ПОЛЕ БИНОМИАЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА В МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

В.К. Гудым<sup>1)</sup>, Е.В. Андреева<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Национальное космическое агентство Украины, Киев, Украина

<sup>2)</sup>Институт физики полупроводников НАНУ, Киев, Украина

Показано, что взаимодействие электронов между собой также как и электронов с протоном /1,2/ происходит по биномиальному закону. Для подтверждения этого закона мы моделировали атомные структуры в виде той или иной геометрической фигуры, вычисляли энергию связи электронов и сопоставляли с экспериментом.

Для примера, ниже приведены формулы зависимости энергии взаимодействия от расстояния между электронами и ядром для двух ( $E_{z2}$ ) и трех ( $E_{z3}$ ) электронных атомов или ионов:

$$E_{z2} = -\frac{2Ze^2}{r} + \frac{2\Gamma}{r^2} + \frac{e^2}{R} + \frac{A}{R^2}; \quad E_{z3} = -\frac{3Ze^2}{r} + \frac{3\Gamma}{r^2} + \frac{3e^2}{R} + \frac{3A}{R^2}.$$

Убедиться в правильности полученных формул можно по следующим примерам. Из потенциальных кривых (рис.1) взаимодействия с протоном одного (1), двух (2), трех (3) и четырех (4) электронов однозначно следует, что потенциальная яма на кривой потенциальной энергии двух электронов с протоном находится глубже, чем яма на аналогичной кривой атома водорода (разница равна 0.75 эв и соответствует эксперименту /3/).

Таким образом, наши расчеты согласуются с фактом существования отрицательного иона водорода.

Далее, на рис.2 приведены потенциальные кривые взаимодействия электронов с ядром в атоме бериллия: 1 – модель тетраэдра, 2 – модель ромба с углом при вершине в  $30^\circ$ . Очевидно, вторая кривая глубже первой. Следовательно, модель атома бериллия в виде ромба энергетически является предпочтительнее модели тетраэдра.

модели тетраэдра.

Для подтверждения предложенной модели в работе сопоставлены результаты расчетов с экспериментальными данными более тридцати атомов и ионов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гудым В.К., Андреева Е.В. // Поверхность, 2003, №5, с.59.
2. Гудым В.К., Андреева Е.В. // Поверхность, 2006, №5, с.55.
3. Lykke K.R, Murray K.K, Lineberger W.C. // Phys. Rev. A, 1991, Vol. 43, No. 11, pp. 6104-6107.

# О ВОЗМОЖНОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА С УЧАСТИЕМ МОНОХРОМАТИЧНЫХ ПУЧКОВ СРЕДНИХ ИОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ МИШЕНЕЙ

В.И. Высоцкий, Н.И. Сержент

Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Киев, Украина

Проблема управляемого ядерного синтеза является одной из наиболее важных. Хорошо известны исключительные трудности, которые необходимо решить для реализации термоядерного синтеза на основе плазмы с магнитным удержанием и в системах с инерционным удержанием и лазерным нагревом. Известен альтернативный метод осуществления синтеза с использованием пучков ядер, ускоренных до оптимальной энергии  $E_{opt}$  и взаимодействующих с твердотельной мишенью (типа генераторов нейтронов на основе пучков дейтронов, падающих на кристаллическую матрицу, содержащую дейтерий или тритий). Из-за сильного влияния неядерного торможения дейтронов на атомных электронах ( $\langle \Delta E_e \rangle \approx 1-10$  эВ) в таких системах относительная эффективность реакции мала:  $\delta_Q = Q_{реакции} \sigma_{dt} / \langle \Delta E \rangle \sigma_{de} \leq 10^{-2}$ . В работах [1,2] было показано, что использование эффекта надбарьерного квазиканалирования в пределах плоскостей (осей) дейтерия в кристаллах LiD для пучков с очень малой угловой расходимостью может приводить к увеличению отношения сечения реакций  $\sigma_{dt(dd)}$  к сечению торможения  $\sigma_{de}$  в очень тонких кристаллах в 10-100 раз. Синтез может стать энергетически выгодным. Для толстых кристаллов эти условия из-за деканалирования нарушаются.

В данной работе рассмотрен новый метод оптимизации ядерного синтеза на основе взаимодействия пучка быстрых ионов с ядрами поверхностного слоя конденсированной мишени. Для его реализации необходимо использовать предельно монохроматичные пучки средних (по массовому числу) ионов с оптимальной энергией. Известно, что в общем случае сечение реакции с участием ядер  $\sigma(E) = \sigma_0(E)D(E)$  зависит от большего «внутреннего» сечения реакции  $\sigma_0(E) = S(E)/E$  и от очень малой вероятности туннельного эффекта  $D(E) \ll 1$ . Однако, если энергия падающей частицы равна энергии внутреннего резонанса составного ядра  $E_{рез}$ , то имеет место эффект резонансного туннелирования и  $D(E_{рез})=1$ , а  $\sigma(E_{рез}) = \sigma_0(E_{рез}) = S(E_{рез})/E_{рез}$ . В частности, для реакции  $O^{16} + O^{16} = S^{32} + Q=26$  МэВ оптимальная энергия ускоренных ионов  $O^+$  равна  $E_{opt} \approx 2E_{рез} \approx 2$  МэВ. С учетом очень большого значения S-фактора ( $S_{O16,O16} \approx 10^{38}$  МэВ\*бн) находим, что размер области реакции с участием ионов пучка  $\langle L \rangle \approx 1/n\sigma(E_{opt})$  не превышает одного монослоя на поверхности конденсированной мишени. В этом случае торможение отсутствует, а эффективность реакции синтеза большая и  $\delta_Q = Q/E_{opt} > 10$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н. //Письма ЖТФ, т.7, №16, 1981, с.981.
2. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н. //ЖТФ, т. 53, № 9, 1983, с. 1861.

# ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ НА КАНАЛИРОВАНИЕ И ДВИЖЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННЫХ И НЕМОНОХРОМАТИЧНЫХ ПАКЕТОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.И.Высоцкий, М.В. Высоцкий  
Киевский университет имени Т.Шевченко, г. Киев, Украина

Ускорители заряженных частиц являются наиболее эффективными инструментами для изучения фундаментальных свойств материи, а их оптимизация определяет прогресс в этой области науки. Важнейшей задачей является получение фокусированных пучков релятивистских частиц с малой расходимостью. Априори считается, что пространственно-угловые характеристики пучков частиц большой энергии связаны только с формирующими устройствами на основе электронной оптики, которые полностью описываются классической электродинамикой. С другой стороны, имеются веские основания считать, что квантовые свойства частиц должны проявляться при любой энергии. В частности, каналирование является одной из наглядных иллюстраций действия квантового интерферометра для частиц.

В работах [1,2] было показано, что учет взаимной когерентности волновых функций частиц при каналировании позитронов в очень тонких кристаллах оптимальной длины приводит к значительному изменению их пространственно-угловых характеристик (в том числе позволяет уменьшать угловую расходимость пучков за счет интерференции).

В настоящей работе рассмотрено влияние эффектов начальной когерентности волновых функций, формируемых при возбуждении состояния каналирования на входе канала, на итоговые пространственные характеристики движущихся волновых пакетов, ограниченных в продольном и поперечном направлениях и соответствующих быстрым частицам. Обнаружен эффект пространственно-углового сжатия пакета, а также его углового «расщепления» на выходе из кристалла. Обсуждается возможность продольной компрессии пакета в процессе каналирования. Показано, что эти аномалии не противоречат условию сохранения фазового объема. Детально изучено влияние немонохроматичности пучка частиц на его пространственно-интерференционную структуру.

Рассмотрена возможность формирования «бездифракционного» (с угловой расходимостью центрального пика, меньше дифракционной [3]) электронного пучка на основе синтеза бесселевых пучков частиц при каналировании в аксиальных каналах (цеолитах, нанотрубках).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий В.И., Высоцкий М.В.//Поверхность, 2006, №3, С. 93-97.
2. Высоцкий В.И., Высоцкий М.В., Максютя Н.В.//Поверхность, 2006, №3, С. 98-107.
3. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. Diffraction-free beams. // Physical Review Letters, 58. – 1987. – P. 1499-1501.

## ОСОБЕННОСТИ КАНАЛИРОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ В НАНОСТРУКТУРАХ

Н.В. Максюта, В.И. Высоцкий  
Киевский национальный университет имени Т. Шевченко,  
г. Киев, Украина

В докладе рассмотрены особенности ориентационного движения сравнительно медленных нейтральных кластеров и слабо заряженных кластерных ионов в наноструктурах. Эти задачи связаны с общими тенденциями современной нанотехнологии и являются логическим продолжением исследований по каналированию частиц с учетом влияния сил Ван-дер-Ваальса, начатых в работе [1].

Анализ особенностей движения частиц выполняется с использованием классического и квантово-механического подходов. Вначале рассматривается плоскостное каналирование двухатомных молекул и устойчивых комплексных ионов (например, типа  $\text{AH}^+$ ,  $\text{B}^+ - \text{B}$  и т.д. [2]). Классический расчет проводится с использованием функции Лагранжа и решения системы дифференциальных уравнений с учетом всех степеней свободы. При этом решается ряд задач: одна наиболее общая (с учетом взаимодействия колебательных, вращательных и каналированных мод), и несколько частных – при исключении одной или двух различных мод. С помощью функции Гамильтона можно после этого перейти и к квантово-механическому анализу поставленных задач.

В работе проведено детальное рассмотрение ориентационного движения многоатомных кластерных нанообъектов (в частности, наиболее устойчивых фуллеренов  $\text{C}_{60}$  [3]) в каналах с различной геометрией, а также рассмотрены разные аспекты каналирования слабо связанных кластерных комплексов (в том числе исследуется динамики их роста и распада).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий В.И., Максюта Н.В. // Поверхность, 1997, № 6, С. 11 – 13.
2. Смирнов Б.М. Комплексные ионы. – М. Наука, 1983, С. 152
3. Трефилов В.И. и др. Фуллерены – основа материалов будущего. – К.: ИПМ НАНУ и ИПХФ РАН, 2001, С. 148

# ОСОБЕННОСТИ СЕЛЕКТИВНОГО ТРАНСПОРТА И КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ В ВОДНОЙ СРЕДЕ В КАНАЛАХ БИОЛОГИЧЕСКИХ МЕМБРАН

В.И.Высоцкий, А.Ю.Карлаш  
Киевский национальный университет имени Т.Шевченко,  
г. Киев, Украина

В работе рассмотрены физико-молекулярные особенности селективного каналирования различных типов ионов в объеме водосодержащих каналов в селективных (специализированных) биологических мембранах. Этот процесс является основой жизнедеятельности любой клетки и полностью отвечает как за постоянство ионно-солевого состава внутриклеточной жидкости, так и за поступление внутрь клетки необходимых ионных компонент и вывод из нее неиспользуемых продуктов метаболизма.

Отличительной особенностью продольного транспорта ионов в биологических каналах является очень большая и аномальная по принципу отбора ионная селективность. В частности, практически отсутствует физически обоснованный механизм уникальной избирательной селективности определенных типов каналов в мембранах по отношению к ионам с равным зарядом: есть каналы, которые обеспечивают полное пропускание ионов большего размера (ионов сравнительно тяжелых элементов) и почти полный запрет на пропускание ионов малого размера (ионов легких элементов), но есть каналы, в которых выполняется обратная закономерность. Дополнительными принципиальными отличиями активных биологических каналов от пассивных кристаллических является наличие продольного ускоряющего электрического поля с большой напряженностью и присутствие в объеме канала водосодержащей жидкости, которая очень сильно влияет на эффективность кулоновского взаимодействия и взаимодействия Ван-дер-Ваальса.

В работе проведен анализ адаптивно-селективного механизма транспорта и каналирования основных ионов ( $K^+$ ,  $Li^+$ ,  $Ca^+$ ,  $Mg^+$ ), связанный с адаптивным характером кулоновского и молекулярного взаимодействия этих ионов со стенками канала в объеме цитоплазматической мембраны при наличии воды.

Показано, что наличие воды сильно влияет на эффективность и знак энергии молекулярного взаимодействия. Впервые показано, что характер движения атомарных ионов вдоль оси канала является неоднозначным при неизменном знаке и величине заряда разных ионов: для одних типов ионов возможно их притягивание к стенкам канала во время продольного движения, а для других имеет место отталкивание от них. Показано, что в обоих случаях необходимо учитывать обратное влияние движущихся ионов на стенки канала. Рассмотрена возможность внешнего влияния на характер движения этих ионов и на функции ионного транспорта в клетке.

# О КОРПУСКУЛЯРНО-ВОЛНОВОМ ДУАЛИЗМЕ В СВЕТЕ КРИСТАЛЛОПОДОБНОГО ПРОСТРАНСТВА

Н.В. Максюта

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
г. Киев, Украина

Известно, что при движении электрона в ионном кристалле возникает самосогласованная ситуация: вследствие взаимодействия электрона с противоположно заряженными ионами кристалла формируется его локальное  $\psi$  - состояние в поляризационной потенциальной яме, поддерживаемой  $|\psi|^2$  - облаком электрона. Такое состояние называется поляроном [1]. Он может свободно перемещаться по кристаллу, создавая при этом поляризационную волну с длиной  $\lambda = h/Mv$ , где  $M$  – эффективная масса электрона (или полярона) в ионном кристалле,  $v$  – скорость полярона. Если допустить, что пространство имеет кристаллоподобную структуру типа NaCl (см., например, [2]), то волну де-Бройля элементарной частицы (в частности, электрона) теперь можно считать поляризационной волной, а массу частицы соответственно ее эффективной массой. С учетом этого совершенно в новом свете проявляется и природа корпускулярно-волнового дуализма (например, электрона): не электрон обладает волновыми свойствами, а некоторая (зависящая от скорости электрона) область, которая принимает участие в создании локализованного поляронного состояния, перемещается в кристаллическом пространстве в виде поляризационной волны. При встрече преграды такая порождаемая движением электрона волна испытывает дифракцию. Сам же электрон, как корпускула, имеющая планковский размер (см. [2]), с определенной вероятностью, рассчитываемой с помощью волновой функции, характеризующей электрон в порождаемой им поляризационной яме, или огибает эту преграду, или отражается от нее. С учетом этих воззрений в работе подробно обсуждается и дифракция электронов на двух щелях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пекар С.И. Избранные труды. К.: Наукова думка, 1988. с. 512
2. Максюта Н.В. // Поверхность, 2005, № 4, с. 72.

## ОБРАЗОВАНИЕ ТРИПЛЕТОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

М.Г. Шатнев

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ «Харьковский  
физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Рассматривается образование электрон-позитронных пар позитронами, движущимися параллельно кристаллическим плоскостям. Вклад реальных фотонов в производство пар рассчитывается как двухступенчатый процесс, включающий излучение позитронов при каналировании с последующим рождением пары. Разделяя переменные, мы решаем уравнение Дирака для разных потенциалов, соответствующих электрону и позитрону. Используя найденные решения, рассчитываются матричные элементы для рассматриваемых процессов. Результаты расчетов кратко обсуждаются и сравниваются с экспериментальными данными.

# THE METRICS OF NATURAL COORDINATE SYSTEM FOR CHANNELING WITH A VARIABLE CURVATURE AND TORSION

G. V. Kovalev

School of Mathematics, University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455,  
USA

In the deformed crystals as well as in the accelerator's designs, it is convenient to use a 'natural' coordinate system where the centre line of a deformed crystal potential or reference orbit of a beam is selected as principal curvilinear axis with length  $s$  along it ('natural' parameter) and two other axes ( $m, l$ ) are transverse displacement from it:

$$\vec{r} = s\vec{t} - m\vec{n}(s) - l\vec{b}(s), \quad |\vec{n}| = |\vec{b}| = |\vec{t}| = 1.$$

It is convenient to choose  $\vec{n}, \vec{b}$  along the direction of curvature and torsion of curved line of atomic row. This frame is used in 3-D curve theory. The orientation of unit vectors  $\vec{t}, \vec{n}, \vec{b}$  varies as 'natural' parameter  $s$  increases and they are defined from well known Frenet-Serret system:

$$d\vec{t}/ds = \kappa(s)\vec{n}, \quad d\vec{n}/ds = -\kappa(s)\vec{t} - \tau(s)\vec{b}, \quad d\vec{b}/ds = \tau(s)\vec{n}.$$

Here  $\kappa(s), \tau(s)$  are the curvature and torsion of the reference orbit. These equations give the most general expression for square of metric length in 'natural' coordinate system.

$$d\vec{r}^2 = ((1 + m\kappa(s))^2 + \tau(s)^2(m^2 + l^2))(ds)^2 + (dm)^2 + (dl)^2 + 2\tau(s)(mdl - ldm)ds.$$

It contains the metric tensor, which is key tool for description the channeling particles in potential with variable curvature and torsion:

$$g_{i,j} = \begin{bmatrix} (1 + m\kappa(s))^2 + (m^2 + l^2)\tau(s)^2 & -l\tau(s) & m\tau(s) \\ -l\tau(s) & 1 & 0 \\ m\tau(s) & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

The well known case is the plane channeling where the torsion  $\tau = 0$  and the metric is  $d\vec{r}^2 = (1 + m\kappa(s))^2 (ds)^2 + (dm)^2 + (dl)^2$  (see e.g. /1/,/2/). It is clear that the planar channeling does not cover all variety of cases of distorted potentials. For example, in the axial channeling the distorted axes can be twisted with constant or variable torsion and calculations should involve the metric element considered here.

## REFERENCES

1. Ellison, J. A., in the book //Relativistic Channeling. Plenum, New York, 1987, Editors R. A. Carrigan and J. A. Ellison, p.79—88.
1. Chun-xi Wong and Lee C. Teng, //Proceeding of the 2001 Particle Accelerator Conference, IEEE vol.1, Chicago, IL, p. 456-458.

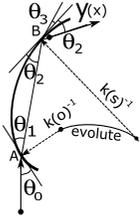
# THE VOLUME CAPTURE IN STRUCTURES WITH VARIABLE CURVATURE

G. V. Kovalev

School of Mathematics, University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455,  
USA

The volume capture, as a pure classical effect, becomes possible due to curvature variation ('gradient capture') which was pointed out in the computer simulation /1/ and discussed in 80<sup>th</sup>–90<sup>th</sup> (see e.g./2/). The simple illustration of this is shown below where the right side of the curve  $y=Y(x)$  is occupied by negative potential  $U_1$  and a relativistic particle crosses the potential boundary at the angles  $\Theta_0$  and  $\Theta_2$  to the tangent lines. The tangent continuity of a particle's momentum gives the relation:

$$\sin^2 \Theta_1 = \frac{\varphi + \sin^2 \Theta_0}{\varphi + 1}, \quad \sin^2 \Theta_3 = (1 + \varphi) \sin^2 \Theta_2 - \varphi, \quad (1)$$



where the  $\varphi = \frac{2E|U_1|}{E^2 - m^2c^4}$ , ( $U_1 < 0$ ) is the square of Lindhard's angle. When the curvature  $\kappa$  of boundary is constant,  $\Theta_1 = \Theta_2$ , and (1) gives  $\Theta_0 = \Theta_3$ . Here is no volume capture. When the curvature continuously decreases the following condition can satisfy

$$\sin^2 \Theta_2 \leq \varphi. \quad (2)$$

That means that  $\Theta_3 > 0$  and when  $\Theta_3 = 0$  particle is reflected from inner surface of boundary. This is the case of true volume capture. The angle  $\Theta_2$  is connected with the curvature of boundary by equation:

$$\Theta_2 = \int_0^{s_B} \kappa(s) ds - \Theta_1. \quad (3)$$

Substituting (3) in (2) and expanding  $\sin^2 \Theta_2 \approx \Theta_2^2$ , the second condition (2) can be written as

$$\int_0^{s_B} \kappa(s) ds - \Theta_1 \leq \sqrt{\frac{2E|U_1|}{E^2 - m^2c^4}}. \quad (2a)$$

Here, the right side is the Lindhard's angle. The equations (1) and (2a) contain some restrictions on behavior of curvature between two points A and B for different types of surfaces and give some important consequences.

## REFERENCES

1. Mannami M. et al. //Nucl. Instrum.. Meth. B33, 62, 1988.
2. Taratin A. M. //Phys. Particles Nuclei, v29, N5, p. 437-462, 1998

## О ВОЗМОЖНОСТИ НЕОДНОКРАТНОГО ПЕРЕХОДА ОТ ОХЛАЖДЕНИЯ К НАГРЕВУ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

Г.П. Похил, В.В. Чердынцев  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

На предыдущей конференции была доложена работа, в которой построена аналитическая модель нагрева и охлаждения пучка многозарядных каналированных ионов. Эта модель позволила найти скорость иона, при которой происходит переход от нагрева к охлаждению, как функцию их атомного номера. Переход от нагрева к охлаждению происходит, если средний заряд каналированных ионов становится меньше среднего заряда ионов при движении в кристалле в неориентированном направлении. Т.к. каналированные ионы застревают у стенок канала, их средний заряд будет больше (меньше) среднего заряда неканалированных ионов, если в центральной части канала их равновесный заряд меньше (больше) заряда неканалированных ионов. Таким образом при определении скорости перехода от охлаждения пучка к его нагреву для данного иона необходимо сравнить равновесный заряд иона в центре канала со средним зарядом для аморфной среды. Средний заряд иона определяется из экспериментально измеренного потенциала ионизации. В предыдущей работе мы использовали приближение универсальной зависимости, которая не учитывала оболочечные эффекты. В настоящей работе проведен анализ соотношения равновесного заряда каналированных ионов в центре канала и среднего заряда неканалированных ионов с учетом оболочечных эффектов. Потенциал ионизации резко возрастает при переходе от одной оболочки к другой, более глубокой. Поэтому возрастает скорость иона, при которой возможен подхват электрона. Таким образом средний заряд иона, движущегося в неориентированном направлении оказывается больше, чем он был бы при плавном изменении потенциала ионизации и становится больше равновесного в центре канала. Т.е. при увеличении скорости иона может иметь место обратный переход от охлаждения к нагреву. При дальнейшем росте энергии ионов произойдет опять переход к охлаждению. Предсказание теоретической модели представляет интерес.

Для проверки предсказания модели о появлении на плоскости ( $V_{\text{ион}}$ ,  $Z_{\text{ат}}$ ) нескольких областей охлаждения и нагрева пучка необходимо провести специально поставленные эксперименты.

# РЕЗОНАНСНОЕ КОГЕРЕНТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОНОВ $\text{Ar}^{17+}$ С УЧЕТОМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

А. А. Бабаев, Ю. Л. Пивоваров  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

При каналировании водородоподобных ионов вдоль плоскостей (осей) кристалла электрон иона взаимодействует с периодическим полем плоскостей (осей) кристалла. Если в системе покоя иона частота такого взаимодействия совпадает с частотой перехода между уровнями энергии орбитального электрона, возможен резонансный переход электрона в возбужденное состояние – резонансное когерентное возбуждение (RCE). Зависимость вероятности перехода от энергии ионов (либо от ориентации кристалла) имеет четко выраженный максимум (см., например, /1/ и приведенные ссылки).

В последнее время появились новые экспериментальные данные, указывающие на сильное влияние тонкой структуры уровней энергии орбитального электрона на форму резонансной кривой для RCE тяжелых водородоподобных ионов /2,3/. Качественные оценки возникновения сложной структуры резонансов для этих условий даны в /4/, но законченной теории не существует.

В данной работе численными методами исследована квантовая динамика электрона иона при движении в канале кристалле с учетом тонкой структуры электронных уровней иона и траекторно-зависящего Штарк-эффекта. Расчет проведен для ионов  $\text{Ar}^{17+}$  (390 МэВ/нуклон) при (220) плоскостном каналировании в кристалле кремния (условия эксперимента /2/). Полученные резонансные кривые для RCE характеризуются несколькими близко расположенными пиками, соответствующими переходам в возбужденные состояния, с учетом спин-орбитального взаимодействия и эффекта Штарка.

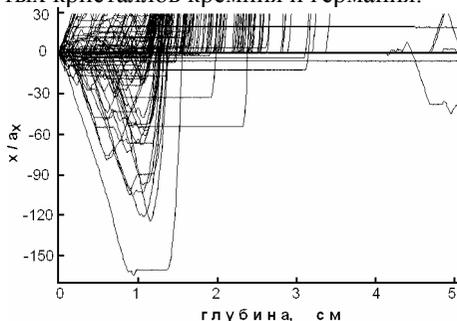
## ЛИТЕРАТУРА

3. Okorokov. V. V. // В сб. Proceedings of the 8-th Japan-Russia International Symposium on Interaction of Fast Charged Particles with Solids, Kyoto, Japan, 24-30 November 2002, Quantum Science and Engineering Center, Kyoto University, 2003
3. Azuma T., Ito T. et al. // Physica Scripta, 2001, T92, 61-64
3. Azuma T., Muranaka T., et al. // В сб. Proceedings of the 8-th Japan-Russia International Symposium on Interaction of Fast Charged Particles with Solids, Kyoto, Japan, 24-30 November 2002, Quantum Science and Engineering Center, Kyoto University, 2003
4. Pivovarov Yu.L. // Nucl. Instrum. And Meth. In Phys. Res. B145, 1998, 96-101

# КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЁМНОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 450 ГЭВ В ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

А.К. Холодов, Н.В. Сафин, В.П. Кошечев, Д.А. Моргун  
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

В ходе компьютерного моделирования для условий эксперимента /1/ были обнаружены явления объёмного отражения и захвата протонов в каналы изогнутых кристаллов кремния и германия.



На рисунке приведены графики траекторий в случае изгиба кристалла кремния на угол 2.4 мрад. Можно видеть, что часть частиц в I области (без изгиба) сильно отклоняется от направления плоскостного канала – это надбарьерные частицы. При переходе ко второй области кристалла (с изгибом) та часть надбарьерных частиц, которые двигались в сторону отрицательных значений  $x/a_x$  поворачивает; этот эффект можно объяснить явлением объёмного отражения /2/, обнаруженным также в /3/. Также можно видеть, что некоторые частицы из-за многократного рассеяния захватываются в каналы – объёмный захват.

Компьютерное моделирование проводилось по моделям PST и STE, основу которых составляет применение метода Монте-Карло к решению уравнения движения в фазовых пространствах поперечных координат и скоростей и поперечных энергий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Baurichter A., Biino C., Clément M. et al. – Channeling of high-energy particles in bent crystals – Experiments at the CERN SPS // Nucl.Instr.Meth. in Phys.Res. B164-165. 2000. p.27-43.
2. Таратин А.М., Воробьев С.А. – Объёмный захват протонов в режиме каналирования в изогнутом кристалле // Журнал технической физики. 1985, т.55, вып.8, с.1598-1604.
3. Ivanov Yu.M., Petrunin A.A. et al. Volume reflection of a proton beam in a bent crystal //Physical Review Letters. 2006, PRL 97, 144801 p.1-4.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ОСЕВЫХ КАНАЛАХ КРИСТАЛЛА

Т.А. Панина, В.П. Кощев, Д.А Моргун  
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

В тезисе описана система уравнений, которая используется в компьютерной программе моделирования траекторий быстрых ионов в осевых каналах кристалла. Непрерывный потенциал, ядерный и электронный коэффициенты диффузии представлены в виде разложения в двойной тригонометрический ряд Фурье с учетом структурного фактора и фактора Дебая-Валлера.

Уравнение эволюции среднего квадрата флуктуаций поперечной энергии имеет вид /1/:

$$\frac{d(\overline{\delta E_{\perp}})^2}{dt} = m(\bar{x}^2 + \bar{y}^2) D(x, y), \quad (1)$$

где  $D(x, y)$  — коэффициент диффузии, поперечные координаты  $x$  и  $y$  являются решением классического уравнения движения

$$\begin{cases} m\ddot{x} = -\overline{U}_x(x, y) \\ m\ddot{y} = -\overline{U}_y(x, y) \end{cases}, \quad (2)$$

где  $m$  — релятивистская масса,  $U_x = \frac{\partial U}{\partial x}$ ,  $U = U(x, y)$  — непрерывный потенциал,  $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$ .

Начальные условия к уравнению (2) переопределяются случайным образом (разыгрываются) с помощью решения уравнения (1) после прохождения каналированной частицы отрезка траектории, длина которого ограничена неравенством

$$\overline{(\delta E_{\perp})^2} \leq V_{\max}^2 \cdot 25 \cdot 10^{-4},$$

где  $V_{\max}$  — максимальное значение потенциала изолированной атомной цепочки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кощев В.П., Моргун Д.А., // Поверхность, 1998, 5, 5.

# РАСЧЕТ СПЕКТРА МАСС ЛЕПТОНОВ НА ОСНОВАНИИ КАНАЛИРОВАНИЯ МАКСИМОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Н.В. Максюта

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина

В работе [1] была предложена модель пространства, имеющая структуру, подобную решетке NaCl. Исходя из такой гипотезы, можно рассчитать поляризационную потенциальную яму, которая формируется движущейся в таком пространстве элементарной частицей (максимон) с планковской массой  $m_p$ . Заметим, что свойства аналогичных связанных поляронных состояний, возникающих при движении электронов в ионных кристаллах, описаны в работе [2]. Аппроксимируя поляризационный потенциал функцией  $U(x) = -U_0/ch^2(x/b)$ , получаем спектр энергетических уровней:

$$E_n = -(s-n)^2 \hbar^2 / 2m_p b^2,$$

где  $n = 0, 1, \dots, [s]$ ,  $s = \left( -1 + \sqrt{1 + 8m_p b^2 U_0 / \hbar^2} \right) / 2$ . Далее решаем систему уравнений

$$m_p = |E_0| / c^2 = s^2 \hbar^2 / 2m_p b^2 c^2$$

$$m_e = |E_{[s]}| / c^2 = \{s\}^2 \hbar^2 / 2m_p b^2 c^2$$

$$m_\mu = |E_{[s]-1}| / c^2 = (\{s\} + 1)^2 \hbar^2 / 2m_p b^2 c^2$$

относительно неизвестных  $[s], \{s\}, b$  (здесь  $m_e, m_\mu$  - соответственно массы покоя электрона и мюона). Предварительные вычисления показывают, что  $\tau$ -лептону соответствует энергетический уровень  $E_{[s]-4}$ , т.е., как минимум, предсказывается существование еще двух лептонов с массами  $(\{s\} + 2)^2 \hbar^2 / 2m_p b^2 c^2$  и  $(\{s\} + 3)^2 \hbar^2 / 2m_p b^2 c^2$ , находящимися в промежутке между массами мюона и  $\tau$ -лептона. С помощью такого подхода можно рассчитать весь спектр лептонов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Максюта Н.В. // Поверхность, 2005, № 4, С. 72.
2. Пекар С.И. Избранные труды. К.: Наукова думка, 1988, с. 512

**Секция II**

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ  
ТЕЛЕ**



# О ПРЕМУЩЕСТВЕ МОЗАИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ЖЁСТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Е.А. Субботина,  
Р.А. Шатохин

Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный  
университет, г. Белгород, Россия

В течение последних лет активно обсуждается возможность использования параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) электронов средних энергий в кристаллах для получения интенсивных пучков рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией в прикладных целях. Результаты измерений, см., например, /1,2 / и цитируемую там литературу, показали, что для широкого использования в большинстве приложений выход ПРИ из совершенных кристаллов слишком мал. Мозаичные кристаллы из-за вклада дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) способны обеспечить значимо больший выход излучения при незначительном ухудшении монохроматичности /3/. Преимущество мозаичных кристаллов возрастает с увеличением энергии излучения, что позволяет использовать мишени сравнительно большой толщины (1-3 мм), обычно не используемые в экспериментах по генерации ПРИ. Для кристалла кремния оптимальной толщины (3.5-4 мм), угла коллимации излучения  $\theta_c=0.8$  мрад, мозаичности кристалла  $\sigma_m=1$  мрад и энергии электронов 45 МэВ выход фотонов ДТИ с энергией  $\omega\sim 33$  кэВ почти на порядок превышает выход ПРИ. С учётом значимого уширения спектра ПРИ для кристаллов большой толщины спектрально-угловая плотность ДТИ почти в двадцать раз выше, чем ПРИ.

Возрастание фона тормозного излучения в месте расположения объекта облучения с ростом толщины мишени может быть нейтрализовано использованием второго такого же мозаичного кристалла, где дифрагирует излучение, рождённое в первом кристалле. Такая схема обеспечивает отсутствие необходимости перемещения объекта облучения при изменении энергии фотонов и избавляет от фона тормозного излучения. Дополнительным достоинством такого подхода является улучшение монохроматичности. Потеря интенсивности на основной энергии после второго отражения не превышает 50%. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программы «Развитие научного потенциала высшей школы», подпрограмма 3, раздел 3.1 и программы внутренних грантов БелГУ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Потьлицын А.П. //Изв. ВУЗов «Физика». 1998. Т.41, №4, С.26-31.
2. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. Минск: БГУ, 2006. 201с.
3. Внуков И.Е. и др. //Известия ВУЗов «Физика», 2001, Т.44, №3, С.53-65.

# ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КЛИНОВИДНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

А.С. Лобко, О.М. Луговская  
Институт ядерных проблем БГУ, г. Минск, Беларусь

В /1/ нами было обращено внимание на качественные особенности генерации параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в клиновидной мишени по сравнению с его излучением из стандартной плоскопараллельной мишени. В некоторых ситуациях применение клиновидной мишени может позволить повысить интенсивность выходящего излучения как за счет геометрического фактора (как в концентрирующих рентгеновских монохроматорах), так и за счет уменьшения длины поглощения выходящего из мишени излучения. Такая геометрия может трактоваться как промежуточная между уже хорошо изученными теоретически и экспериментально предельными вариантами геометрии: излучением в плоскопараллельной пластине и излучением в геометрии предельно-асимметричной дифракции. В отличие от упомянутых крайних случаев, описываемых достаточно простой кинематической моделью ПРИ /2/, генерация ПРИ на клине может изучаться только на основе строгой динамической теории.

В предлагаемом докладе приводятся результаты численного моделирования генерации ПРИ и сопутствующих видов излучения в боковой рефлекс с помощью программы, использующей динамическую теорию ПРИ /3/ с дополнительным учетом клиновидной геометрии мишени /4/. Для определенности расчетов нами были выбраны параметры линейного ускорителя известного источника ПРИ /5/. Анализируются зависимости спектрально-угловых распределений ПРИ от угла падения узкого пучка электронов на входную плоскость клиновидной кремниевой мишени, от угла между плоскостью падения и системами кристаллографических плоскостей (111) и от угла раскрыва клина. Сравнение полученных результатов с параметрами излучения из плоскопараллельной мишени показывает существенное (в 5-7 раз) увеличение интенсивности излучения в рефлекс.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Lobko A., Lugovskaya O. // Abstr. Intl. Conf. "Channeling-2006", LNF: Frascati. 2006. P. 38.
2. Feranchuk I.D., Ivashin A.V. // J. de Physique. 1985. V. 46. P. 1981.
3. Барышевский В.Г., Грубич А.О., Ле Тьен Хай // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 5. С. 51.
4. Ле Тьен Хай // ВИНТИ № 8855–87. БГУ: Минск. 1987. 14 с.
5. Sones B., Danon Y., Block R.C. // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 560. P. 589.

# ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ – КЛАССИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ АСПЕКТЫ

И.З. Бекулова, М.Х. Хоконов  
Кабардино-Балкарский государственный университет,  
Нальчик, Российская Федерация

Влияние излучения фотонов на движение электронов (позитронов), движущихся в поле непрерывных потенциалов атомных цепочек и плоскостей, становится заметным в двух предельных случаях – при относительно низких энергиях (в несколько МэВ) /1/ и, наоборот, при сверхвысоких энергиях (свыше 100 ГэВ) /2,3/. Как показано ранее /1/, в первом случае уменьшение поперечной энергии связано с изменением полной энергии, как  $\Delta\varepsilon \sim \gamma^{-2} \Delta E$ . В другом предельном случае, при  $E > 100$  ГэВ, многими авторами используется приближение /2/

$$\Delta\varepsilon = -(\omega/E)[\varepsilon - U(\mathbf{r})] \quad (1)$$

где  $\omega$  - энергия фотона, излучаемого в точке  $\mathbf{r}$ ,  $U(\mathbf{r})$  - непрерывный потенциал атомной цепочки (плоскости).

В данной работе развит подход, приводящий в предельных случаях к указанным приближениям. Рассмотрено также затухание углового момента. Показано, что приближение (1) является более или менее адекватным только в рамках приближения постоянного поля (ППП) и предполагает, что угол между скоростью электрона и атомной цепочкой при излучении не меняется. Расчёты, основанные на приближении (1) дают неплохой результат при интерпретации экспериментов по измерениям спектров излучения для  $E \sim (150 \div 240)$  ГэВ, но совершенно неадекватно при расчётах угловых распределений электронов, прошедших через кристалл. В работе приводятся условия применимости указанного приближения. Показано, что точный учёт влияния излучения на движение электронов требует выхода за пределы ППП /5/. Выявлено, что излучение особенно жёстких фотонов  $\omega \sim E$  приводит к дополнительному вкладу в  $\Delta\varepsilon$ . Этот эффект становится заметным при  $E > 500$  ГэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе. – М., Наука, 1987, 272 с.
2. Uggerhoj U.I. // Rev. Mod. Phys., 2005, V.77, No.4, P.1131.
3. Baurichter A., Kirsebom K., Kononets Yu. V. et. Al. // Phys. Rev. Lett., 1997, V.79, P. 3415.
4. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ, 1993, Т. 103, С. 1723.
5. Khokonov M.Kh., Nitta H.// Phys. Rev. Lett., 2002, V.89, No.9, 094801.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

В.А. Астапенко<sup>1)</sup>, Н.А. Гостищев<sup>2)</sup>, П.Н. Жукова<sup>2)</sup>, А.В. Копыльцов<sup>2)</sup>,  
А.С. Кубанкин<sup>2)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2)</sup>, В.И. Сергиенко<sup>3)</sup>, В.А. Хабло<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия.

<sup>2)</sup>Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия.

<sup>3)</sup>Физический институт РАН, Москва, Россия.

Изучаются когерентные эффекты в ПТИ релятивистских электронов, движущихся в поликристаллических мишенях. Приводятся результаты измерения когерентных пиков ПТИ 7 МэВ электронов в мишенях из алюминия, меди и никеля, выполненного на микротроне ФИАН. Сравнение с развитой теорией ПТИ в поликристаллах показало хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. Дополнительные измерения зависимости когерентных пиков ПТИ от угла наблюдения излучения показали смещение максимумов этих пиков в соответствии с теоретическими предсказаниями. Полученные результаты показывают возможность использования ПТИ для исследования структуры поликристаллических материалов.

Рассматриваются особенности когерентного ПТИ в поликристалле в условиях проявления эффекта Вавилова-Черенкова. Показывается, что в обсуждаемых условиях возможно возникновение весьма узкого пика ПТИ, обусловленного когерентным рассеянием первичных черенковских фотонов.

Предсказывается и исследуется своеобразное излучение релятивистского электрона, пересекающего границу раздела двух идеальных кристаллов, различно ориентированных в пространстве (модель границы зерен в поликристаллах и наноматериалах). Излучение возникает вследствие динамической добавки к диэлектрической восприимчивости, зависящей от взаимной ориентации вектора обратной решетки и волнового вектора излучаемого фотона. Указанные добавки являются различными по разные стороны от границы раздела, поэтому реализуются условия, необходимые для возникновения переходного излучения. В случае движения электрона через поликристалл, выход предсказываемого излучения становится пропорциональным числу зерен, пересекаемых электроном, если длина формирования оказывается меньшей размера зерна.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ,  
ГЕНЕРИРУЕМОЕ ВНУТРЕННИМ ПУЧКОМ БЕТАТРОНА В  
МНОГОСЛОЙНОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ЗЕРКАЛЕ

В.В. Каплин<sup>1)</sup>, С.Р. Углов<sup>1)</sup>, В.В. Сохорева<sup>1)</sup>, О.Ф. Булаев<sup>2)</sup>, А.А. Воронин<sup>2)</sup>, М.А. Пайструп<sup>3)</sup>, Ч.К. Гари<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> НИИ ядерной физики Томского политехнического университета,  
г. Томск, Россия

<sup>2)</sup> НИИ ИН Томского политехнического университета,  
г. Томск, Россия

<sup>3)</sup> Adelphi Technology Inc., San Carlos, USA

Представлены результаты экспериментального исследования спектров когерентного рентгеновского излучения (4-15 кэВ), генерируемого в многослойных рентгеновских зеркалах релятивистскими электронами. Используя внутренний пучок бетатрона, исследовались спектральные характеристики когерентного пика в спектре излучения в зависимости от угла падения электронов на поверхность многослойной структуры. Эксперименты проводились на мишенях, состоящих из 300-400 чередующихся слоев W и В4С с периодами 1.236nm, 1.486 nm и 1.8 nm. Излучение регистрировалось Si ППД в диапазоне 4-20 кэВ. Спектры излучения наблюдались для электронов с энергией 15 МэВ, 20 МэВ и 33 МэВ.

Работа поддержана фондом АФГИР, проект № RUP2-581-ТО-05.

# НАБЛЮДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕНЕРИРУЕМОГО РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В.В. Каплин<sup>1)</sup>, С.Р. Углов<sup>1)</sup>, В.В. Сохорева<sup>1)</sup>, О.Ф. Булаев<sup>2)</sup>,  
А.А. Воронин<sup>2)</sup>, М.А. Пайструп<sup>3)</sup>, Ч.К. Гари<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>НИИ ядерной физики Томского политехнического университета,  
г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>НИИ ИН Томского политехнического университета,  
г. Томск, Россия

<sup>3)</sup>Adelphi Technology Inc., San Carlos, USA

Свойства рентгеновского волновода как инструмента формирования пучков когерентного рентгеновского излучения интенсивно исследуются в последнее время /1,2/. В настоящей работе представлены результаты по наблюдению волноводного эффекта распространения излучения, генерируемого релятивистскими электронами, пересекающими волноводную структуру под малыми углами к ее поверхности. Эксперимент проведен на Томском бетатроне Б-35 при энергии электронов 10-33 МэВ. Слоистая мишень-волновод, состоящая из трех слоев Та-С-Та напылённых на кремниевую подложку, монтировалась в поворотном устройстве внутри ускорительной камеры бетатрона. Толщина слоев Та-С-Та, образующих плоский волновод составляла 1000А, 500А и 1000А, соответственно. В эксперименте в угловом распределении тормозного излучения для малых углов падения электронов на структуру  $-2^{\circ} < \theta < 2^{\circ}$  наблюдался дополнительный пик. Изменение ориентации волновода относительно падающего пучка электронов на угол  $\Delta\theta$  приводит к смещению дополнительного пика относительно центра конуса тормозного излучения на угол поворота  $\Delta\theta / 3$ .

Работа поддержана фондом РФФИ, проект №04-02-17580.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pfeiffer and T. Salditt, P. Hoghoj and I. Anderson, N. Schell, //Physical Review B, 2000, V62, №24, p 16939
2. A. Jarre and T. Salditta, T. Panzner and U. Pietsch, F. Pfeiffer, //, Applied Physics Letters, V85, №2, p.161
3. V.V.Kaplin , V.V.Sohoreva, S.R.Uglov , O.F.Bulaev, A.A.Voronin, M.Piestrup, C.Gary, //arXiv.org/physics/0605051

# РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

М. И. Рязанов, М. Н. Стриханов, А. А. Тищенко  
Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия

Переходное излучение (ПИ) возникает при пересечении зарядом границы раздела среда-вакуум. ПИ формируется на расстоянии  $l_m$  в среде до границы раздела и  $l_v$  в вакууме после пересечения границы. В ультрарелятивистском случае  $\gamma \gg 1$  ПИ излучается на маленьких углах  $\theta \ll 1$  вдоль скорости частицы, а спектр ПИ распространяется вплоть до частот  $\omega \sim \gamma\omega_p$ , где  $\gamma$  - Лоренц-фактор частицы,  $\omega_p = \sqrt{4\pi ZNe^2/m}$  плазменная частота. При  $\gamma \gg 1$ ,  $\theta \ll 1$  и  $\omega \gg \omega_p$  длины формирования  $l_m$  и  $l_v$  имеют вид  $l_v = (v/\omega)(\theta^2 + \gamma^{-2})^{-1}$  и  $l_m = (v/\omega)(\theta^2 + \gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2)^{-1}$ . Интенсивность ПИ определяется разностью  $|l_m - l_v|$ . Максимум излучения совпадает с максимумом  $|l_m - l_v|$ .

Предположим, что в вакууме есть электрическое поле. Оно отклоняет заряженную частицу и выводит ее за пределы области формирования излучения. Таким образом внешнее поле может способствовать подавлению полного выхода ПИ и возникновению азимутальной анизотропии в угловом распределении ПИ. Данный эффект был рассмотрен для случая ПИ при вылете из идеального проводника в работах /1, 3/ для электрического поля и в /2/ для магнитного. Результаты, полученные в /1-3/ годятся только для частот, не превышающих  $\omega_p$ .

В данной работе исследовано ПИ ультрарелятивистской частицы в области частот, больших по сравнению с  $\omega_p$ . Показано, что оно может существенно измениться во внешнем электрическом поле. Получено угловое распределение переходного излучения, исследована зависимость азимутальной асимметрии переходного излучения от величины внешнего электрического поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рязанов М.И. // ЖЭТФ, 2002, т. 122, с. 999.
2. Рязанов М.И. // ЖЭТФ, 2004, т. 125, с. 543.
3. Ивлиев С.В., Рязанов М.И., Стриханов М.Н. // Ядерная физика, 2006, т. 69, с. 899.

# ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Г.А.Науменко<sup>1</sup>), Б.Н. Калинин<sup>1</sup>), Ю.А. Попов<sup>2</sup>), А.П. Потылицын<sup>2</sup>),  
Г.А. Саруев<sup>1</sup>), Л.Г. Сухих<sup>2</sup>), В.А. Ча<sup>2</sup>)

<sup>1</sup>)НИИ ядерной физики, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>)Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Угловая расходимость когерентного переходного излучения (КПИ) в дальней волновой зоне (когда расстояние  $L$  от мишени до детектора больше  $\gamma^2\lambda$ , где  $\gamma$  - Лоренц-фактор электронов и  $\lambda$  - длина волны исследуемого излучения) составляет примерно  $1/\gamma$ . В этом случае концентрация энергии может быть оценена как  $\sim \Delta W/\pi(L\gamma^{-1})^2$ . Однако в предволновой зоне, когда  $L < \gamma^2\lambda$ , угол раствора конуса КПИ может быть значительно больше, в зависимости от отношения  $L/\gamma^2\lambda$  (см. например /1/). В этом случае при уменьшении расстояния  $L$  концентрация возрастает заметно медленнее, чем  $L^{-2}$ . В связи с этим возникает необходимость в фокусировке этого излучения, например, с использованием параболической оптики /2/. Однако в ряде случаев, например, при генерации стимулированного излучения или при генерации мягкого рентгеновского излучения с использованием эффекта обратного комптоновского рассеяния, фокусировка с использованием внешней оптики оказывается невозможной. Для этих случаев исследование возможности непосредственной фокусировки КПИ при излучении от параболических мишеней, когда можно добиться “естественного” предела для концентрации энергии КПИ  $\sim \Delta W/\pi(L\gamma^{-1})^2$  для любого значения  $L$ , в том числе для  $L \ll \gamma^2\lambda$ , является весьма актуальным.

В данной работе впервые наблюдался экспериментально эффект фокусировки когерентного переходного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн, которое генерировалось электронами с энергией 6.1 МэВ. Проведено сравнение угловых распределений излучения от плоской и параболической мишеней в условиях фокусировки и дефокусировки. Показано, что применение таких мишеней позволяет значительно увеличить концентрацию энергии излучения в фокусе параболы без использования дополнительных оптических устройств.

## ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, G. A. Saruev, L. G. Sukhikh, and V. A. Cha, JETP Letters 84, 3 (2006)
2. M. Castellano, V. A. Verzilov, L. Catani, A. Cianchi, G. Orlandi, and M. Geitz, Phys. Rev. E 63 (2001) 056501

# ФОКУСИРОВКА ОБРАТНОГО ПЕРЕХОДНОГО И ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НАКЛОННЫХ СФЕРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ

Г.А. Науменко<sup>1)</sup>, А.П. Потылицын<sup>1)</sup>,  
Л.Г. Сухих<sup>1)</sup>, П.В. Каратаев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>John Adams Institute, Royal Holloway, University of London, Лондон,  
Великобритания

Относительно недавно для переходного (ПИ) и дифракционного излучений (ДИ) было показано наличие эффекта предволновой зоны [1], влияние которого заключается в снижении угловой плотности интенсивности излучения. Это затрудняет разработку различных устройств на основе ПИ и ДИ, например, для целей диагностики банча [4] и для генерации мягкого рентгеновского излучения [6]. Исследованию эффекта предволновой зоны посвящены, например, работы [2, 3]. Как показано в [2] использование параболических мишеней позволяет «сфокусировать» ПИ (или ДИ) на детекторе, расположенном в предволновой зоне (т.е. увеличить интенсивность регистрируемого излучения), что, в свою очередь, увеличивает чувствительность как возмущающих, так и невозмущающих методов диагностики электронных пучков [4] и позволяет увеличить выход мягкого рентгеновского излучения [6].

В указанных выше работах [2,4] были проведены расчеты ПИ и ДИ от параболической мишени в гипотетическом случае перпендикулярного положения идеально проводящей мишени относительно импульса налетающей частицы.

В настоящей работе на основе подхода [5] создана модель для расчета характеристик ПИ и ДИ для произвольного угла наклона сферической мишени (с учетом материала мишени) относительно налетающей ультрарелятивистской частицы в геометрии зеркального отражения. Показано, что существуют отличия в характеристиках сфокусированного ПИ и ДИ в зависимости от угла наклона мишени. Эти отличия необходимо учитывать при проведении реальных экспериментов и при разработке приборов на основе ПИ и ДИ от изогнутых мишеней.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Verzilov V.A., Phys. Lett. A **273**, 2000, 135
2. Karataev P.V. // Phys. Lett. A **345**, 2005, 428
3. Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П. и др. // Письма в ЖЭТФ **83**, 2006, 3
4. Potylitsyn A.P., Rezaev R.O. // NIMB, **252**, 1, 2006, 44
5. Potylitsyn A.P., LANL archive/Physics/0408024/2004.
6. Potylitsyn A.P., Sukhikh L.G., et al // <http://rupac2006.inp.nsk.su/ready/mono07.pdf>

# ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЕЙ АТОМОВ

Н.Ф. Шульга, В.В. Бойко  
Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера  
ННЦ "Харьковский физико-технический институт",  
г. Харьков, Украина

Предсказан эффект интенсивного монохроматического излучения релятивистских электронов при пересечении частицами в кристалле периодически изогнутых кристаллических плоскостей атомов. Этот эффект не связан с явлением каналирования частиц в кристалле и возможен как для релятивистских позитронов, так и для электронов. Получены выражения для сечения излучения релятивистских электронов в кристалле в первом борновском приближении. Проанализированы условия применимости этих выражений.

(111̄)-ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
(110)-КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ  
В КРИСТАЛЛЕ Si

О.В. Богданов, К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Взаимовлияние рентгеновского излучения при каналировании и параметрического рентгеновского излучения (PXR) релятивистских электронов впервые обсуждалась в [1, 2-3] в рамках кинематической теории дифракции рентгеновских лучей. Позже, в модели динамической теории, была предложена более детальная теория [4]. Возникающий комбинационный эффект был назван в [4] DCR (Diffracted Channeling Radiation).

В докладе представлены результаты численных расчетов угловых распределений DCR+PXRC (PXRC это PXR при каналировании) для следующих условий: электроны с  $\gamma = 100$  каналируют вдоль (110)-плоскостей Si, фотоны испускаются вблизи угла Брэгга  $\theta_b = \pi/8$  в результате (111̄)-дифракции. При расчетах учитывались все возможные переходы между подбарьерными энергетическими уровнями поперечного движения каналированных электронов и начальные заселенности всех энергетических зон.

Результаты.

- Угловое распределение DCR+PXRC имеет очень специфическую структуру (согласующуюся с результатами работы [4] для случая равновероятных заселенностей).
- Структура углового распределения сильно зависит от угла падения электронов (позитронов)  $\theta_0$  и при  $\theta_0 > \theta_L$  (критический угол каналирования) трансформируется в структуру PXR.
- Угловые распределения DCR+PXRC для электронов и позитронов значительно отличаются.
- Изучен пороговый характер возникновения DCR и эволюция углового распределения в зависимости от  $\gamma$ .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baryshevsky V.G. and Dubovskaya I.Ya. // J. Phys. 1983. С 16. P. 3663.
2. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H., Ohtsuki Y.H.// Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996. B115. P. 380-383
3. Matsuda Y., Ikeda T., Nitta H., Minowa H., Ohtsuki Y.H.// Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996, B115, p. 396-400.
4. R.Yabuki, H.Nitta, T.Ikeda, Y.H.Ohtsuki // Physical Review B, 2001, v.63, p. 174112.

# ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ СТАБИЛЬНЫХ И МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СИЛИЦИДОВ ЖЕЛЕЗА, СФОРМИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

А.С. Ворончихин, М.В. Гомоюнова, Д.Е. Малыгин, И.И. Пронин  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Методом фотоэлектронной спектроскопии высокого разрешения с использованием синхротронного излучения изучено электронное строение сверхтонких слоев силицидов железа при их формировании на поверхности монокристаллического кремния в режиме твердофазной эпитаксии. Основное внимание при этом было обращено на выяснение того, как влияет толщина исходной напыленной пленки железа на природу возникающих фаз силицидов железа. Толщина пленок железа варьировалась в диапазоне от субмонослойных покрытий до 50 монослоев. Исследование проведено в условиях сверхвысокого вакуума ( $2 \times 10^{-10}$  Торр) с помощью фотоэлектронного спектрометра, полное энергетическое разрешение которого (включая разрешение монохроматора), составляло 100 мэВ. Анализировались спектры Si 2p основных электронов и электронов валентной зоны, измеренные при энергии фотонов  $h\nu = 130$  эВ, при которой реализуется наибольшая чувствительность Si 2p спектров к состоянию поверхности

Показано, что при нанесении первых 3-4 монослоев железа на кремниевую подложку при комнатной температуре возникает твердый раствор кремния в железе, спектр валентных электронов которого близок к таковому для чистого Fe. При дозе металла, равной пяти монослоям и являющейся критической для данной системы, начинается химическое взаимодействие атомов железа и кремния, и на поверхности кристалла формируется силицид  $\text{Fe}_3\text{Si}$ . Энергия связи Si 2p электронов этого соединения имеет отрицательный энергетический сдвиг (- 0.3 эВ). При дальнейшем увеличении покрытия (до ~10 монослоев) процесс силицидообразования затухает, и начинает расти пленка железа.

Анализ результатов, полученных при отжиге образцов, показал, что процесс твердофазного синтеза силицидов в исследованной системе зависит от толщины напыленной пленки металла. При малых дозах железа в процессе изохронных отжигов последовательно формируются три метастабильные фазы ( $\text{FeSi}$  со структурой типа CsCl,  $\gamma\text{-FeSi}_2$  со структурой  $\text{CaF}_2$  и  $\alpha\text{-FeSi}_2$ ) с металлической проводимостью и положительными энергетическими сдвигами энергий связи. При покрытиях 15 и 50 монослоев результатом твердофазных реакций является формирование только стабильных силицидов –  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , моносилицида  $\epsilon\text{-FeSi}$  и полупроводникового дисилицида  $\beta\text{-FeSi}_2$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-01009-а) и Российско-Германской лаборатории на BESSY.

# ЭФФЕКТ ЭКРАНИРОВАНИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ ДИАГНОСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР И ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ НА ПУЧКЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.К.Гришин  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Обсуждается возможность диагностики распределения атомных ядер и электронов в структурированном веществе с помощью тормозного излучения (ТИ) релятивистских электронов в этом веществе с учетом экранирования электрических полей ядер электронами среды. Экранировка может оказать существенное воздействие на спектральный характер тормозного излучения. Так, в низкочастотном диапазоне с длиной волны излучения, охватывающей несколько атомов вещества, можно ожидать существенного подавления ТИ. Вместе с тем, распределение ядер в конденсированном веществе имеет практически точечный характер, в то время как электроны (особенно та часть, которая ответственна за межатомное взаимодействие) распределяются во всем межатомном пространстве. Благодаря этому обстоятельству возникает известное высокочастотное ТИ, которое в не структурированных средах не носит когерентный характер. Более интересная ситуация может наблюдаться для ТИ в структурированных средах, например, в кристаллах. Здесь, особенно в веществах легких элементов с повышенной относительной долей обобщенных электронов и меньшей долей экранирующих электронов, возникают условия для генерации когерентного ТИ. Наблюдение спектральных особенностей этого ТИ – положение пиков и их величин – позволяет определить структурные параметры кристаллической решетки и распределение электронов. Конкретный анализ подобных зависимостей в ТИ проводится в предположении, что интенсивность когерентного ТИ является результатом воздействия суммарного электрического поля всех атомных ядер и электронов вещества на пролетающий релятивистский электрон. Оптимальные условия измерения параметров спектров ТИ обсуждаются на примере кристалла кремния.

Работа частично поддержана грантом Президента РФ НШ – 5365.2006.2. и РФФИ (гранты 05-02-17648, 06-02-16714).

# ИСТОЧНИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ КОМПАКТНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

А.С. Лобко, О.М. Луговская  
Институт ядерных проблем БГУ, г. Минск, Беларусь

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) к настоящему времени достаточно полно изучено теоретически и экспериментально /1-2/. В комплексе свойства ПРИ показывают его высокий потенциал для применения в качестве базы для построения спектрально-ярких источников квазимонохроматического перестраиваемого рентгеновского излучения с высокой степенью поляризации и пространственной когерентности. Такие источники могли бы быть востребованы при выполнении ряда современных междисциплинарных и высоко-технологических исследований в физике, химии, биологии, материаловедении, которые в настоящее время ведутся преимущественно с применением синхротронных световых источников /3/. Однако, возникновение источников ПРИ до последнего времени сдерживалось отсутствием достаточно сильноточных, и при этом компактных, электронных ускорителей с хорошим качеством пучка. Недавнее появление компактных импульсных микротронов нового поколения /4/ и «настошных» синхротронов /5/ существенно изменило ситуацию с возможными применениями ПРИ.

В предлагаемом докладе на основе динамической теории ПРИ с учетом многократного рассеяния /6/ проведено численное моделирование источников ПРИ на ускорителях /4-5/. На основе анализа спектрально-угловых распределений излучения в рефлекс (включающего ПРИ, дифрагированные тормозное и переходное излучения), вычислены яркости источников для набора мишеней из различных материалов. Рассчитаны спектральные диапазоны излучения и монохроматичность этих источников, а также установлены оптимальные материалы и толщины мишеней и геометрии излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Baryshevsky V., Feranchuk I., Ulyanekov A. Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. Berlin: Springer, 2006. 176 p.
2. Лобко А.С. Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения. Минск: БГУ, 2006. 210 с.
3. Bilderback D., Elleaume P., Weckert E. // J. Phys. B. 2005. V. 38. P. 773.
4. Алимов А. [http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc\\_tech/el\\_ac/index.html](http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_tech/el_ac/index.html).
5. Yamada H. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 199. P. 509.
6. Барышевский В.Г., Грубич А.О., Ле Тьен Хай // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 5. С. 51.

# УВЕЛИЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ ЗА СЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ УГЛА МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЬЮ МИШЕНИ И ОТРАЖАЮЩИМИ АТОМНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ

С.В. Блажевич<sup>1)</sup>, А.В. Носков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

<sup>2)</sup>Белгородский университет потребительской кооперации, г. Белгород, Россия

Ранее в работе /1/ было показано, что в геометрии рассеяния Брэгга в полубесконечном кристалле параметрическое рентгеновское излучение релятивистского электрона (ПРИ) и дифрагированное переходное излучение (ДПИ) существенно зависят от ориентации поверхности кристалла относительно системы дифрагирующих атомных плоскостей (угол  $\delta$ ). В настоящей работе в рамках динамической теории дифракции /2/ рассматривается ПРИ и ДПИ релятивистского электрона в монокристаллической пластинке в геометрии рассеяния Лауэ. Получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ПРИ и ДПИ с учетом угла  $\delta$ . Показано, что при изменении данного угла меняется спектрально-угловая плотность ПРИ и ДПИ. Выявлены условия при которых спектрально-угловая плотность ПРИ значительно возрастает. Исследовано влияние интерференции ПРИ и ДПИ на угловую плотность излучения.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант № 05-02-16512).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блажевич С.В., Носков А.В. // Поверхность. 2006. №4. с.23.
2. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. – М.: Наука, 1974, с. 368.

# ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ ВДОЛЬ СКОРОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА ОТ УГЛА МЕЖДУ ОТРАЖАЮЩИМИ АТОМНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ И ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ

С.В. Блажевич<sup>1)</sup>, А.В. Носков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

<sup>2)</sup>Белгородский университет потребительской кооперации, г. Белгород, Россия

В геометрии рассеяния Брэгга на основе динамической теории дифракции /1/ исследовано параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости релятивистского электрона (ПРИВ) в монокристаллической пластинке. Ранее в работе /2/ было показано, что для достаточно толстого кристалла ПРИВ подавляется. Это объяснялось тем, что ветвь рентгеновской волны, ответственная за формирования ПРИВ, имеет отрицательную групповую скорость и энергия переносится от выходной к входной поверхности. Однако в работе /2/ рассматривался только частный случай, когда поверхность пластинки параллельна диффразирующим атомным плоскостям кристалла.

В настоящей работе получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ПРИВ и переходного излучения (ПИ), учитывающие ориентацию поверхности кристалла относительно системы диффразирующих атомных плоскостей. Исследована зависимость излучений от указанной ориентации. Показано, что вклад ПРИВ оказывается существенным при определенных ориентациях поверхности относительно диффразирующих атомных плоскостей в случае толстого поглощающего кристалла. Это объясняется тем, что ПРИВ формирует другая ветвь рентгеновской волны имеющая положительную групповую скорость.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант № 05-02-16512).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. – М.: Наука, 1974, с. 368.
2. Nasonov N., Noskov A. // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 201. P. 67.

# О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ МОЗАИЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ

А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Рассматривается параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) релятивистских электронов, движущихся в мозаичном кристалле. Обращается внимание на две характерные особенности ПРИ: кинематическое подавление влияния многократного рассеяния излучающих электронов в условиях брэгговской ориентации кристалла относительно направлений скорости электрона и волнового вектора излучаемого фотона, и резко анизотропная зависимость спектрально-углового распределения излучения от мозаичности кристалла (спектр зависит только от распределения мозаичности в плоскости, задаваемой векторами скорости электрона и усредненного вектора обратной решетки). Как следствие, ширина спектра ПРИ определяется именно мозаичностью в указанной плоскости (при достаточно малой расходимости электронного пучка). Поворотом мишени на угол  $\pi/2$  можно получить экспериментальные данные, позволяющие по ширине спектра ПРИ судить о распределении мозаичности в ортогональной плоскости. Проведенные численные расчеты показали весьма высокую чувствительность предлагаемого метода. К достоинствам метода следует отнести возможность проведения спектральных измерений в области энергий фотонов порядка 10 кэВ, доступной для регистрации излучения с относительно высоким энергетическим разрешением, а также фиксированное положение детектора излучения.

## О ВКЛАДЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОРМИРОВАНИЕ ВЫХОДА ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ПОЛИКРИСТАЛЛА

Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов  
Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия.

Анализ спектрального распределения когерентного пика показал сильное влияние эффекта плотности на его амплитуду. Степень подавления выхода когерентного ПТИ из поликристалла достигает сотен процентов, что на порядки превышает аналогичную величину в случае ПТИ релятивистских электронов в аморфной среде.

Установлено резкое влияние границы мишени на свойства ПТИ. Показано, что вклад переходного излучения, возникающего на границе мишени, может существенно изменить проявление эффекта плотности в когерентном ПТИ. В частности, эффект плотности может быть существенно подавлен. Рассмотрена геометрия излучения строго назад, отвечающая условиям формирования аномально узкого спектра ПТИ. Установлено, что вклады рассеяния кулоновского поля электрона и переходного излучения в формирование выхода ПТИ реализуются в близких, но различных областях частот, поэтому интерференцией указанных вкладов можно пренебречь. Существенно, что угловое распределение ПТИ, обусловленного рассеянием переходного излучения, оказывается более узким, чем распределение рассеянных кулоновских псевдофотонов (угловое распределение последних резко уширяется вследствие эффекта плотности). Установленные закономерности должны учитываться в экспериментах по определению структуры поликристаллов на основе измерения характеристик ПТИ релятивистских электронов, пересекающих исследуемый образец.

# ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ L-ОБОЛОЧКИ В ИОН – АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Н. В. Новиков  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Если амплитуда процесса потери электрона из К-оболочки описывается аналитическими функциями /1/, то для описания потери электрона из других оболочек атома или иона требуются численные расчеты многомерного интеграла от осциллирующей функции /2,3/.

В настоящей работе предлагается метод, позволяющий выразить амплитуду процесса потери электрона из оболочки с квантовыми числами  $nl$  ( $n \leq 5, l \leq 2$ ) через специальные функции без численного интегрирования. Если электрон в непрерывном спектре описывается кулоновской функцией, то амплитуда вычисляется рекуррентными соотношениями с дифференцированием амплитуды потери К-электрона по переданному импульсу и эффективному заряду. Сравнение различных расчетов с экспериментом приведены на рис. 1.

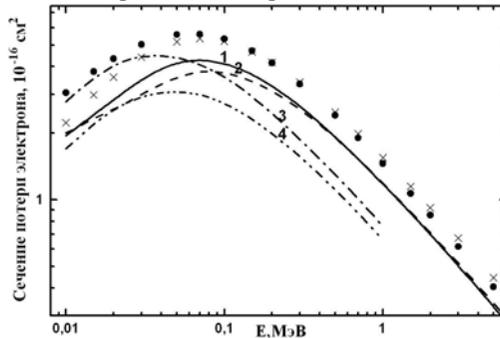


Рис.1 Сечение потери электрона атомами азота и кислорода в столкновениях с протоном: Расчеты 1,2 – данная работа для  $p+N$  и  $p+O$  соответственно, 3,4 – результаты расчетов из /2/ для  $p+N$  и  $p+O$  соответственно; экспериментальные данные • - для азота и x – для кислорода из /3/

При энергии протона  $E < 0.5$  МэВ вычисленное сечение потери электрона в  $p-N$  столкновениях больше чем в  $p-O$  столкновениях, а при  $E > 0.5$  МэВ – наоборот, что согласуется с экспериментальными данными /3/

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. // Ann. Phys. 1930, 5, p.325
2. McGuire E.J. // Phys. Rev. 1971, A3, N1 p.267
3. Rudd M.E. at all // Rev.Mod.Phys 1985, 57,N4, p.965

# КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ГРУППИРОВКА РЕФЛЕКСОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Гоголев, А. П. Потьлицын

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В рамках кинематической теории разработана модель параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) умеренно релятивистских частиц с учетом поглощения излучения. Модель позволяет рассчитывать интенсивность излучения рефлекса ПРИ в заданном направлении с учётом дифракции виртуальных фотонов на наборе «побочных» низкоиндексных кристаллографических плоскостей. Показано, что при движении заряженной частицы вдоль определённых кристаллографических направлений реализуется эффект кинематической группировки рефлексов, заключающийся в практическом совпадении линий параметрического излучения от различных плоскостей.

Моделирование спектров ПРИ для условий экспериментов, проводимых на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна) по обнаружению ПРИ от тяжёлых заряженных частиц с Лоренц-фактором 3,36 /1/, хорошо согласуется с результатами измерений.

Предложена новая схема эксперимента по генерации ПРИ умеренно релятивистскими заряженными частицами, основанная на кинематической группировке линий параметрического излучения, позволяющая «свести» линии от различных рефлексов ПРИ в узкий энергетический интервал. Отличие предлагаемой схемы от стандартных схем Брэгга и Лауэ заключается в том, что направление пучка должно совпадать с кристаллографическим направлением типа  $\langle 111 \rangle$ . Увеличение интенсивности линии ПРИ за счёт выхода «побочных» рефлексов от кристаллов с кубической объёмо-центрированной решёткой, например, от вольфрама (111) составляет 90% и 85%, для Лоренц-фактора 3 и 12, соответственно. От кристаллов с кубической грани-центрированной решёткой типа алмаза подобное увеличение составляет 40% и 7%.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-81016-Бел\_a, 05-08-50244-а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Adischev Yu. Et. Al. //NIMB 252, 2006, p. 111-117

# РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 5,7 МЭВ, В ОБЛАСТИ L – КРАЯ ПОГЛОЩЕНИЯ КРЕМНИЯ

Д.А. Веригин<sup>1)</sup>, В.Н. Забаев<sup>1)</sup>, А.С. Кубанкин<sup>2)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2)</sup>,  
А.П. Потылицын<sup>3)</sup>, С.В. Разин<sup>1)</sup>, Н.А. Тимченко<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> НИИ ядерной физики Томского политехнического  
университета, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup> Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

<sup>3)</sup> Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

На микротроне НИИ ЯФ ТПУ создана экспериментальная станция для исследования спектров мягкого рентгеновского излучения электронов с энергией до 5,7 МэВ, проходящих через тонкие ( $d = 1\div 5$  мкм) мишени, на спектрометре РСМ – 500 /1/.

Проведены расчеты спектрального и углового распределений такого излучения при прохождении электронов через пленки из кремния, алюминия и углерода.

Показано, что при прохождении электронами таких мишеней в направлении вперед генерируется рентгеновское характеристическое, тормозное, переходное, параметрическое и черенковское излучения. При этом черенковское излучение генерируется в виде узких линий шириной  $\approx 1$  эВ вблизи краев поглощения K – и L – оболочек атомов мишени, обладает высокой спектральной яркостью и пространственно сосредоточено вокруг образующей конуса под углом  $\Theta$  к вектору скорости электронов. Для кремния этот угол равен 0,2 рад и расширяется в сторону меньших величин.

Изготовлены кремниевые мишени из монокристалла Si толщиной 5 мкм и в виде напыленных поликристаллических пленок толщиной  $1\div 1,5$  мкм на подложке из лавсановой пленки толщиной 10 мкм. Плотность пленок соответствует плотности массивных образцов.

Основными сложностями при проведении экспериментальных исследований оказались трудности пространственного выделения и измерения взаимного вклада различного вида излучений, в условиях значительного тормозного фона.

Измерения проводились в спектральном диапазоне  $90\div 110$  эВ, соответствующем положению L – краев поглощения кремния.

Обсуждаются методы и подходы к проблемам измерения спектров в условиях значительных фоновых загрузок детектора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16942.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алейник А.Н., Арьшев С.И., Вуколов А.В., Забаев В.Н., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Потылицын А.П., Разин С.В., Тимченко Н.А. // Поверхность. 2007, №4, с.1.

# ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ

О.В. Богданов

Томский политехнический университет, Россия, г. Томск

Предложенная в /1/ теория достаточно хорошо описывает форму спектра излучения каналированных релятивистских частиц (с энергиями выше 100 МэВ). Однако в тонком кристалле, когда электроны в зависимости от точки и угла влета совершают различное число колебаний в плоскостном канале, причем не обязательно целое (имеются «хвосты» траекторий), спектры излучения должны отличаться от /1/, особенно при фиксированном угле вылета фотонов. В докладе эта проблема исследуется методом, в рамках которого:

- (100) Si потенциал рассчитан по модели /2/
- Траектории и скорости частиц получены численным интегрированием уравнений движения, без учета деканалирования.
- Фурье-компоненты поля излучения, необходимые для расчета спектрально-углового распределения интенсивности излучения на полученных траекториях определены численно.

Получены следующие результаты:

- Исследовано формирование наблюдаемых спектров излучения при усреднении по точкам влета в кристалл.
- Изучена эволюция спектров излучения в зависимости от энергии пучка в диапазоне 100-800 МэВ.
- Изучена эволюция спектров излучения в зависимости от угла влета в кристалл.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

2. Байер В.Н., Катков В. М., Страховенко В. М.. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. – Новосибирск: Наука, 1989 – С. 400
2. Chouffani Kh. Ph.D Thesis. The Catholic University of America. Washington D.C. 1995

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ (100) И (111) ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ Si

О.В. Богданов, К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия.

Впервые характеристики излучения электронов при плоскостном каналировании вдоль плоскостей (100) и (110) кристаллов алмаза, кремния и германия детально исследованы в работе /1/ с помощью аппроксимации потенциала отдельной кристаллографической плоскости простой функцией типа «перевернутая парабола». Однако, при каналировании вдоль так называемых двойных плоскостей (111) аналитическое рассмотрение затруднено и имеет смысл использовать численные методы. Это может быть либо модель бинарных столкновений /2/, либо использование реального плоскостного потенциала для численного решения уравнений движения. В работе использован второй метод, в рамках которого исследовано следующее:

- Потенциалы рассчитаны по модели /3/.
- Траектории и скорости частиц получены численным интегрированием уравнений движения, без учета деканалирования.
- Фурье-компоненты скорости, необходимые для расчета спектрально-углового распределения интенсивности излучения определены численно.
- При фиксированной толщине кристалла учитывается реальное число колебаний частицы в канале кристалла, зависящее от поперечной энергии.

Получены следующие результаты:

- Исследованы различия спектров излучения для характерных траекторий при (111) и (100) каналировании
- Исследовано формирование наблюдаемых спектров излучения при усреднении по точкам влета в кристалл.
- Изучена эволюция спектров излучения в зависимости от энергии пучка в диапазоне 100-800 МэВ.
- Изучена эволюция спектров излучения в зависимости от угла влета в кристалл.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Байер В.Н., Катков В. М., Страховенко В. М.. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. – Новосибирск: Наука, 1989, с. 400.
2. Теория излучения релятивистских частиц. Под ред. В.А. Бордовина. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002, гл. 7, с. 576
3. Chouffani Kh. Ph.D Thesis, 1995

# ОСОБЕННОСТИ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

К.Б. Коротченко

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Начальное распределение по поперечным энергиям каналированных частиц возникает при влете частиц в кристалл. В силу того, что ширина подбарьерных зон достаточно мала, при расчетах их заселенностей обычно ограничиваются моделью отдельной ямы. В этом приближении начальные заселенности энергетических уровней поперечного движения электронов изучались различными авторами, см. например [1]. Однако, в ряде задач, таких, как излучение при каналировании, для расчетов заселенностей требуется учет зонной структуры.

В докладе представлены результаты численных расчетов волновых функций, зонного спектра и начальных заселенностей зон поперечной энергии ( $\gamma = 100$ ) при плоскостном каналировании электронов и позитронов в зависимости от угла влета  $\theta_0$

Результаты.

- Проведен сравнительный анализ заселенностей зон для (111) и (110) каналирования электронов и позитронов.
- Установлено, что начальные заселенности зон сильно зависят не только от номера зоны (см., например, рис. 1), но и имеют нетривиальную структуру внутри зон.

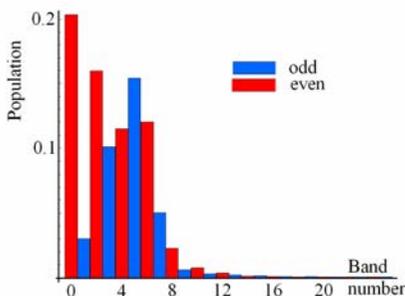


Рис.1. Заселенности четных и нечетных зон (подбарьерные зоны – 0...7) для (110) Si при угле влета  $\theta_0 = 0$ .

Полученные результаты использованы при расчетах  $(1\bar{1}\bar{1})$ -дифракции параметрического рентгеновского излучения (110)-каналированных электронов для Si (представлен доклад на ФВЗЧК-2007).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. – М.: Наука. 1987, 272 с.

# ЭФФЕКТЫ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С КРИСТАЛЛАМИ

О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко  
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина  
НАН Украины, г. Донецк, Украина

Электронная зонная структура является фундаментальной характеристикой, определяющей большинство физических свойств твердых тел (например, явления переноса, оптические и фотоэмиссионные свойства). Она (электронные состояния в окрестности уровня Ферми) также представляется одним из главных факторов, определяющих функционирование приборов твердотельной электроники. При этом важно не только расположение электронных состояний по энергии (определяющее, например, ширину запрещенной зоны), но и расположение этих состояний в  $k$ -пространстве. Одними из методов исследования незаполненных высоколежащих электронных состояний являются: низкоэнергетическая вторично-электронная эмиссионная (ВЭЭ) спектроскопия, низкоэнергетическая спектроскопия полного тока (ПТ) и ее разновидность – спектроскопия прохождения низкоэнергетических электронов (ПНЭ). Эти методы, отличаясь высокой поверхностной чувствительностью и отсутствием разрушающего воздействия на исследуемый образец, наряду с применением для анализа элементарных возбуждений и приповерхностных состояний в настоящее время используются для контроля чистоты поверхности в процессе очистки от примесей, определении работы выхода и т. д. В настоящей работе дана теоретическая интерпретация тонкой структуры существующих экспериментальных спектров ВЭЭ, ПТ и ПНЭ по нормали к поверхности ряда кристаллов. Расчеты спектров проводились в приближении, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии в заданном направлении квазиимпульса  $/1-5/$ . Показана преобладающая роль эффектов объемной зонной структуры (экстремумы в спектрах отражают энергетическое положение критических точек типа краев (границ) энергетических зон или точек экстремальной кривизны дисперсионных ветвей) в формировании спектров. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в спектрах от поверхностных.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Panchenko O.F. // Surface Sci. 2001. V. 482-485. P. 723.
2. Panchenko O.F., Panchenko L.K., Schaefer J.A. // Surface Sci. 2002. V. 507-510. P. 192.
3. Panchenko O.F., Panchenko L.K. // J. Electron Spectroscopy Relat. Phenom. 2004. V. 137-140. P. 547-551.
4. Panchenko O.F., Panchenko L.K. // Physica B: Phys. Condens. Matter. 2005. V. 362. P. 214.
5. Panchenko O.F., Panchenko L.K. // Surface Sci. 2006. V. 600. P. 3830.

# ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ, УГЛОВЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОЙ АМОРФНОЙ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

А.С. Фомин, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга  
Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера  
ННЦ "Харьковский физико-технический институт",  
г. Харьков, Украина

Многократное рассеяние релятивистских электронов на атомах вещества с ростом энергии частиц приводит к нарушению условия дипольности процесса тормозного излучения. Это происходит, когда среднеквадратичный угол рассеяния электрона на длине когерентности излучения  $\theta_{ms}$  превысит характерный угол излучения релятивистской частицы  $\theta \sim \gamma^{-1}$ , где  $\gamma$  – Лоренц-фактор электрона. Примером проявления недипольного характера излучения при  $\theta_{ms} > \gamma^{-1}$  является эффект Ландау-Померанца-Мигдала (ЛПМ-эффект) подавления тормозного излучения в аморфной среде /1/.

При прохождении ультрарелятивистского электрона через тонкую по сравнению с длиной когерентности пластинку также имеет место эффект подавления излучения при  $\theta_{ms} > \gamma^{-1}$ , однако, характер спектра излучения в этом случае существенно отличается от случая ЛПМ-эффекта /1, 2/. Эффект подавления излучения в тонком слое вещества впервые наблюдался в эксперименте SLAC E-146 /3/. В выполненных недавно в CERN измерениях /4/ при энергиях позитронов 178 ГэВ этот эффект, однако, обнаружен не был.

В настоящей работе проведен анализ полученных в /4/ экспериментальных данных, который показал, что для наблюдения эффекта необходимо понизить энергетический порог регистрируемых в /4/ гамма-квантов. Показано, что недипольный режим излучения релятивистских электронов приводит также к существенному изменению угловых распределений излучения. Эти особенности могут быть использованы для получения линейно поляризованных гамма-квантов при использовании тонких ориентированных кристаллов и аморфных мишеней. Обсуждаются условия для экспериментального наблюдения этих эффектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Akhiezer A.I., Shul'ga N.F. and Fomin S.P. Landau-Pomeranchuk-Migdal Effect – UK, Cambridge Scientific Publishers, 2005, P. 215
2. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 117.
3. Anthony R.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V.75. P. 1949.
4. Uggerhoj U.I. et al. // Phys. Rev. D. 2005. V.72. P. 112001.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ГАММА-  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 ГЭВ ПРИ  
ПРОХОЖДЕНИИ ВДОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ  
КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ В ТОЛСТЫХ  
МОНОКРИСТАЛЛАХ

Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин,  
Б.И. Шраменко

ННЦ «Харьковский физико-технический институт»,

г. Харьков, Украина

На основе измеренных на ЛУЭ-2000 спектрально-угловых распределений гамма-излучения электронов с энергией 1.2 ГэВ при прохождении их вдоль главных кристаллографических осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  в монокристаллах кремния толщиной 1.5 мм получены спектральные распределения излучения в различные телесные углы вплоть до  $6.97 \times 10^{-6}$  ср.

Показано, что интегральные спектры гамма-излучения электронов, движущихся вдоль различных кристаллографических осей, заметно различаются во всем диапазоне телесных углов.

Монокристаллы кремния для измерений были вырезаны из одного участка в центре слитка.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ОРИЕНТИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

В.В. Сыщенко<sup>1)</sup>, А.И. Тарновский<sup>1)</sup>, Н.Ф. Шульга<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

<sup>2)</sup>Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина

Сечение излучения релятивистских электронов в кристалле распадается на сумму сечений когерентного и некогерентного излучения. Для электронов с энергией  $\sim 1$  ГэВ в жесткой области спектра тормозного излучения вклад некогерентной части является определяющим. В предлагаемом докладе с помощью развитой в [1] процедуры моделирования некогерентного излучения, дополненной учетом влияния неоднородностей потенциала решетки на движение частиц, исследована ориентационная зависимость сечения некогерентного излучения быстрых электронов в кристалле. Результаты моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [2]. При этом учет эффекта деканализирования позволил исследовать изменение характера ориентационной зависимости интенсивности некогерентного излучения с ростом толщины кристалла. (см. рис. 1).

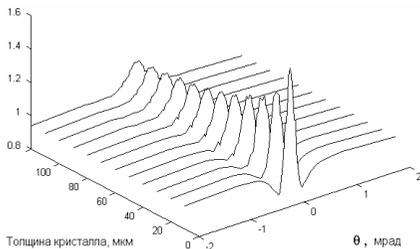


Рис. 1. Эффективность некогерентного излучения электронов энергии 1,2 ГэВ в кристалле по отношению к эффективности излучения в аморфной среде с тем же числом  $N$  столкновений с атомами по результатам моделирования в зависимости от угла падения  $\theta$  на плоскость (110) кри-

сталла кремния и толщины кристалла.

Работа частично поддержана РФФИ (проект 07-01-00300), Министерством образования и науки РФ (проект РНП.2.1.1.1.3263) и внутри-университетским грантом БелГУ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nucl. Instr. And Meth. 2005. V. B227. P. 125.
2. Sanin V.M. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 1992. V. B67. P. 251.

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ НА НИТЕВИДНОЙ МИШЕНИ

Н.Ф. Шульга<sup>1)</sup>, В.В. Сыщенко<sup>2)</sup>, Н.В. Соболева<sup>2)</sup>,

<sup>1)</sup>Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ,  
г. Харьков, Украина

<sup>2)</sup>Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

В статьях /1-2/ было рассмотрено излучение, возникающее при равномерном движении ультрарелятивистской заряженной частицы под малым углом к оси диэлектрической нити. При этом данное излучение трактовалось как переходное излучение на неоднородности диэлектрической проницаемости среды.

В предлагаемом докладе показано, что возникающее излучение можно также рассматривать как черенковское излучение, создаваемое возмущением в нити, распространяющимся вдоль нее со сверхсветовой скоростью (аналогичная ситуация имеет место при падении плоской монохроматической электромагнитной волны на тонкий линейный проводник /3/). В рамках данного подхода вычислены спектрально-угловая плотность и поляризация излучения.

Работа частично поддержана РФФИ (проект 05-02-16512), Министерством образования и науки РФ (проект РНП.2.1.1.1.3263) и внутри-университетским грантом БелГУ.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Шульга Н.Ф., Сыщенко В.В. // Ядерная физика, 2003. Т.66, с. 425.
2. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Phys. Lett. 2003. V. A313. P. 307.
3. Болотовский Б.М., Давыдов В.А. Заряд, излучение, среда. – М.: Знание, 1989, С. 64

# АНАЛИЗ ВКЛАДА ДИФРАКЦИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко, Е.А. Субботина, Р.А. Шатохин

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Проблема вклада дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) в наблюдаемые характеристики параметрического излучения (ПРИ) до последнего времени остаётся практически не решённой. Утверждение об отсутствии этого вклада /1,2/ противоречат интерпретации эксперимента /3/, предложенной в обзоре /4/, и ряду других экспериментальных работ. Предложена и реализована простая модель для расчёта выхода дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) из совершенных кристаллов произвольной толщины, хорошо описывающая результаты измерений выхода тормозного излучения в направлении прямо – вперед /5,6/. Показано, что в зависимости от условий измерений вклады ДТИ и параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) могут быть сопоставимы. Проведено сопоставление результатов /1,3/ с результатами расчёта. Показано, что развитая методика хорошо воспроизводит результаты цитируемых экспериментальных работ. В частности, в минимуме ориентационной зависимости, полученной в /1/, выходы ДТИ и ПРИ почти одинаковы. Тогда как для условий эксперимента /3/ вклад ДТИ значимо меньше вклада ПРИ. Обсуждается зависимость соотношения вкладов ДТИ и ПРИ от экспериментальных условий – толщины кристалла и угла наблюдения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программы «Развитие научного потенциала высшей школы», подпрограмма 3, раздел 3.1 и программы внутренних грантов БелГУ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Shchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. //Phys. Lett. A. – 1990. – Vol.148. – P.485-488.
2. Sones B., Danon Y., Block R.C.// Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B. – 2005. –V.227.– P.22-31.
3. Адейшвили Д.И. и др.// ДАН СССР. – 1988.- Т.298.-№4.-С.844-846.
4. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах. //Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. – М.: ВИНТИ, - 1991, - Т.4. – С.129-225.
5. Алейник А.Н. и др. //Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т.80. - Вып.6. – С.446-451.
6. Backe H. et al. //Channeling 2006 2 International conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena. Book of Abstracts – P.36.

**Секция III**

**РАССЕНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ  
ЧАСТИЦ**



# О ФОКУСИРОВКЕ АТОМОВ, РАСПЫЛЕННЫХ С ГРАНИ (001) Ni, В СЛУЧАЕ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ ЭМИТИРУЕМЫХ АТОМОВ

В.И. Шпиньков, В.Н. Самойлов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе в рамках модели /1/ проведены исследования распределения распыленных атомов по полярному и азимутальному углам и энергии. Рассматривалась эмиссия пучка атомов, распределенных по Гауссу по  $\cos\vartheta_0$  (см. также результаты /2/) и  $\varphi_0$ , из узла на поверхности грани (001) Ni в азимутальных направлениях  $\langle 100 \rangle$ .

При достаточно широком распределении эмитируемых атомов по начальным углам происходит значительная фокусировка потока распыленных атомов по полярному (см. также /2/) и азимутальному углам. В то же время, при узких распределениях эмитируемых атомов по начальным углам происходит расфокусировка потока распыленных атомов по полярному углу. С увеличением энергии распыленных атомов происходит существенное увеличение доли сильно заблокированных атомов, вылетевших под углами  $\vartheta < \vartheta_0$ , в максимуме распределения по полярному углу. Механизм блокировки является определяющим для фокусировки эмитируемых атомов по полярному углу.

Для широких распределений эмитируемых атомов по углам вылета полярное угловое распределение распыленных атомов слабо зависит от вида исходного распределения. Показано, что при таких распределениях по начальным углам ( $\delta\vartheta_0 = 18^\circ$ ,  $\delta\varphi_0 = 18^\circ$  и более) с ростом энергии распыленных атомов наблюдается немонотонный сдвиг максимума дифференциального по энергии полярного углового распределения. Этот сдвиг подобен сдвигу, обнаруженному ранее в расчетах для распределений  $\cos\vartheta_0/E_0^2$  и  $1/E_0^2$  и наблюдавшемуся экспериментально. При более узких распределениях эмитируемых атомов по начальным углам ( $\delta\vartheta_0 = 9^\circ$ ,  $\delta\varphi_0 = 9^\circ$  или менее) характер сдвига максимума полярного углового распределения с ростом энергии меняется на монотонный. Эта особенность обусловлена снижением доли сильно заблокированных атомов при уменьшении ширины пучка эмитируемых атомов.

Обнаружена сильная фокусировка эмитированных атомов по азимутальному углу. При этом роль сильно заблокированных атомов в формировании узкого максимума азимутального углового распределения не является определяющей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Самойлов В.Н., Корсакова О.С., Елесин В.А. // Известия РАН. Сер. Физ., 2000, т. 64, № 4, с. 821.
2. Самойлов В.Н., Шпиньков В.И. // Тезисы докл. XXXVI Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2006, с. 156.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ ЗОЛОТА ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ Au С ЭНЕРГИЕЙ 38 КЭВ МЕТОДОМ КЛАССИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Е.Е.Журкин

С.-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

В рамках метода классической молекулярной динамики /1-2/ проведено компьютерное моделирование взаимодействия ионов Au (при энергии 38 кэВ) с изолированными золотыми нанокластерами сферической формы (диаметром от 2 до 18 нм). Проведен анализ зависимости выхода распыления от прицельного параметра удара, а также полного выхода распыленных частиц (включая кластеризованную составляющую) при различных соотношениях диаметра облучаемого нанокластера ( $D$ ) и среднего пробега налетающего иона ( $R_p$ ). Показано, что с вероятностью ~5% облучаемый нанокластер (как единое целое) может получить суммарный импульс, направленный от поверхности подложки, и при этом в конечном итоге может быть эжектирован. Подобные события реализуются при таких периферических ударах налетающего иона в боковую область нанокластера, которые вызывают вторичную эмиссию атомов по направлению к подложке. В результате нераспыленная часть кластера может получить импульс в противоположном направлении. Данный “эффект отдачи” по сути аналогичен принципу действия реактивной ракеты (где роль “двигателя” играет распыление). Подобный эффект может являться одним из механизмов, обуславливающих десорбцию осажденных на поверхность нанокластеров при ионной (либо кластерной) бомбардировке.

Оценка вероятности десорбции вследствие вышеупомянутого “эффекта отдачи” по порядку величины совпадает с результатами недавно проведенных экспериментов /3-5/, в которых наблюдалось явление десорбции изолированных нанокластеров золота (находящихся на углеродной подложке) при ионной бомбардировке. В связи с этим обсуждаются возможные механизмы десорбции нанокластеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Zhurkin E.E., Kolesnikov A.S. // Nucl. Instr. And Meth. 2003 V. **B202** P.296.
2. Журкин Е.Е., Колесников А.С., Космач В.Ф.. // Поверхность, 2005, №3 С. 51
3. Baranov I.A. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 2002 V. **B193** P.809.
4. Baranov I.A. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 2006 V. **B245** P.184.
5. Baranov I.A. et al. // Proc. Int. Conf. “Desorption 2006”, September 3-7/2006 Athens, Greece, Book of Abstracts, P01.

# РАСПЫЛЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ Be, Al, Zr ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ ПУЧКАМИ ИОНОВ $\text{He}^+$ и $\text{Ag}^+$ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Н.В. Волков

Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия

Известно, что оксидные пленки металлов оказываются более стойкими к распылению. Однако они обладают существенно и более низкими значениями электро- и теплопроводности по сравнению с металлами, что ограничивает их область применения. В этой связи с целью повышения радиационной стойкости материалов (Be, Al, Zr) было изучено изменение величин коэффициентов распыления  $S_p$  в зависимости от толщины (до 1 мкм) тонких оксидных пленок, полученных при окислении в пароводяной среде (17 Мпа, 350°C) ионно-легированной поверхности металлов.

Облучение проведено пучком ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ag}^+$  с широким энергетическим спектром, средняя энергия ионов в пучке 10 кэВ, ток ионов 30 – 50 мкА, температура облучения 50 – 100°C, давление остаточных газов  $< 1 \times 10^{-6}$  Торр. Измерение величин коэффициентов распыления выполнено методом ступеньки.

Результаты измерений  $S_p$  показали, что при толщинах пленок выше 50 – 100 нм наблюдается существенное снижение скорости распыления, которое обусловлено с одной стороны более высокой энергией связи атомов в приповерхностном слое (Me-O), а с другой стороны, при толщинах оксидных пленок выше 200-500 нм под облучением формируется развитый рельеф поверхности, снижающий коэффициент распыления (рис.1), например,  $S_p(\text{Be}) = 3,3 \pm 1,0$  ат./ион,  $S_p(\text{Be-BeO}) = 1,3 \pm 0,5$  ат./ион. Последнее, видимо, связано с особенностями строения пленок и наличием в них механических напряжений.

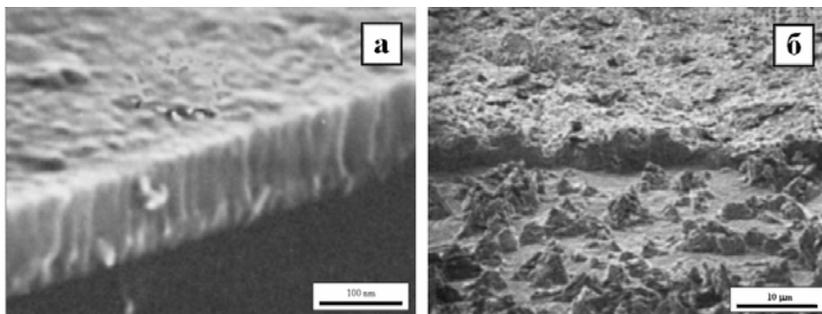


Рис.1. BeO-пленка на Be-металлической подложке, легированной Al: а – время окисления 10 ч, б – после распыления пучком ионов  $\text{He}^+$  +  $\text{Ag}^+$

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ С УЧЕТОМ ОСАЖДЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ УГЛЕРОДА

В.А. Курнаев, Д.К. Когут, Н.Н. Трифонов  
Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Вольфрам является одним из кандидатных материалов первой стенки термоядерных реакторов. При плазменном облучении возможно как распыление поверхности вольфрама, так и образование на нем углеводородных пленок в зависимости от баланса потоков изотопов водорода и примесей из плазмы. Важной задачей является удаление образовавшихся на поверхности вольфрама пленок, так как в них может накапливаться существенное количество трития. Одним из возможных вариантов удаления углеводородных пленок является их распыление при кондиционировании стенок установки с помощью разряда в аргоне. При этом возможно переосаждение материала пленок с соседних областей, что должно приводить к увеличению общего времени очистки.

Для моделирования взаимодействия ионов плазмы с поверхностью вольфрама в данной работе использована программа SCATTER /1/. В алгоритм программы добавлен учет динамического изменения состава поверхности наподобие кода TRYDIN /2/, а также дополнительного потока примесей, приходящего на поверхность.

Проведено моделирование изменения состава поверхности в зависимости от соотношения потоков поступающих из плазмы атомов аргона и графита. Моделируемая углеводородная пленка содержит 30% дейтерия. Найдены дозовые зависимости очистки вольфрамовой поверхности от углеводородной пленки при разной ее толщине и доли примесного потока атомов углерода. В частности, показано, что для пленки толщиной 5 нм при облучении ионами аргона с энергией 1 кэВ поверхность вольфрама очищается при дозе порядка  $7 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, дополнительный приход примесей на уровне 30% от потока ионов аргона приводит к увеличению дозы, необходимой для очистки поверхности в 1.25 раз.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Курнаев В.А., Трифонов Н.Н. // ВАНТ, серия «Термоядерный синтез». 2002, выпуск 3-4, с. 76.
2. Moller W., Eckstein W. // Nucl. Instrum. Meth. Vol. B2, 1984. P. 814.
3. R. Behrisch, G. Federici, A. Kukushkin, D. Reiter // J. Nucl. Mater. 313–316 (2003) 388.

# РАСЧЕТ ПОТОКА РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ, ВОЗВРАЩАЮЩИХСЯ НА МИШЕНЬ С ПОВЕРХНОСТНЫМ РЕЛЬЕФОМ ПРИ ЕЕ РАСПЫЛЕНИИ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

В.И. Кристя

Калужский филиал Московского государственного технического  
университета им. Н.Э. Баумана, г. Калуга, Россия

Процесс распыления мишени в плазме тлеющего разряда широко используется в электронике для травления микроструктур и напыления тонких пленок. При этом, в отличие от случая ионного травления поверхности твердого тела в вакууме, распыленные атомы (РА), сталкиваясь с атомами газа, теряют энергию и изменяют направление движения, в результате чего некоторая их доля возвращается на мишень. Поэтому при моделировании эволюции поверхности твердого тела в плазме необходимо знать падающий на нее из разряда обратный поток РА.

В ряде работ рассчитан обратный поток РА на гладкую поверхность при ее распылении в тлеющем разряде. Однако при наличии на поверхности мишени участков с отличающимися физическими свойствами, в частности, с различными значениями коэффициента распыления, на ней с течением времени развивается сложный рельеф. Влияние же поверхностного рельефа на процесс переосаждения РА исследовано недостаточно.

В данной работе рассчитаны концентрация и обратный поток РА вблизи мишени с периодическим поверхностным рельефом и исследовано его влияние на процесс переосаждения распыленного вещества. Показано, что для разряда в чистом газе, когда имеет место фокусировка бомбардирующих мишень ионов на вершинах рельефа /1/, плотность потока уходящих с них РА превосходит плотность их обратного потока и амплитуда рельефа уменьшается со временем. Если же фокусировка распыляющих мишень ионов отсутствует (это имеет место, например, в случае распыления мишени в легком газе с небольшой добавкой тяжелого /2/), плотность обратного потока РА превосходит плотность прямого, и амплитуда рельефа с течением времени должна увеличиваться, что может быть одной из причин формирования рельефа на распыляемой поверхности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аитов Р.Д., Бондаренко Г.Г., Кристя В.И. // Поверхность, 1997, №1, С.11.
2. Кристя В.И. // ЖТФ, 1996, Т.66, №6, С.8.

## ИЗМЕНЕНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Ю.М. Гаспарян<sup>1)</sup>, А.А. Писарев<sup>1)</sup>, А.А. Русинов<sup>1)</sup>, И.Сычугов<sup>2)</sup>,  
Н.Н. Трифонов<sup>1)</sup>, Б.Эммот<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

<sup>2)</sup>Высшая королевская техническая школа, Стокгольм, Швеция

При контакте графитовых материалов с плазмой поверхность может сильно изменяться и на ней может происходить образование и рост новых структур. «Эффективная» площадь модифицированной поверхности может на порядки превышать первоначальную, что, в свою очередь, влияет на захват ионов, электронную эмиссию, абсорбцию водорода и коэффициент распыления. В зависимости от условий облучения рельеф может сильно различаться.

В данной работе исследовалась поверхность мелкозернистого графита марки МПГ-8 и углеродный композит CFC N11 после облучения в плазме. Графит МПГ-8 состоит из мелких прессованных зерен, каждое из которых состоит из множества произвольно ориентированных кристаллитов, каждый из которых представляет собой идеальный кристалл графита. Углеродный композит CFC N11 представляет собой трехмерную структуру, сплетенную из пучков углеродных волокон.

Энергия ионов дейтерия при облучении составляла 200-250 эВ, а дозы облучения – от  $10^{18}$  до  $10^{21}$  D<sup>+</sup>/см<sup>2</sup>. Облучение происходило в магнетронном и в плазменно-пучковом разрядах. После облучения образцы исследовались в сканирующем электронном микроскопе.

Поверхность облученных образцов была неоднородна и сильно модифицирована. Часть поверхности напоминала шагреневую кожу – тонкий слой поверхности был сильно модифицирован и имел трещины. На части поверхности, облученной в магнетронном разряде, обнаружены новообразования. Часть из них напоминала траву высотой 5-15 мкм, листья которой состояли из множества волокон диаметром 100 нм, часть поверхности была покрыта островковыми скоплениями таких же волокон. На поверхности, облученной в плазменно-пучковом разряде, обнаружены столбчатые структуры высотой несколько мкм.

Топография поверхности одного образца в области облучения может резко различаться.

Топография поверхности различна и непредсказуема при облучении в разной плазме. Поэтому трудно предсказать также, каково может быть влияние поверхности на захват ионов. Неудивительно, что результаты по захвату ионов, полученные в различных установках, сильно различаются. Шероховатость поверхности является непредсказуемым фактором при оценках накопления трития в материалах ИТЭР.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ ВИСКЕРОПОДОБНЫХ МАССИВОВ НА ПОВЕРХНОСТИ InP и GaAs ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ИОНАМИ Ag<sup>+</sup>

И.П.Сошников<sup>1),2)</sup>, В.Т.Барченко<sup>3)</sup>

- <sup>1)</sup> Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский Физико-Технический Научно-образовательный Центр РАН»,  
<sup>2)</sup> Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,  
<sup>3)</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия

Известно, что распыление ионной бомбардировкой может приводить к образованию морфологии с плотными массивами вискероподобных структур [1-3]. Ранее [2] был сделан вывод о диффузионном механизме ее образования. В представленной работе исследуется влияние температуры образца на характер морфологии.

В работе проведены исследования образования морфологии на примере InP и GaAs при повышенных температурах в диапазоне от 50 до 300°C при облучении монохроматическим пучком ионов Ag<sup>+</sup> с энергией в диапазоне от 0,2 до 9 кэВ и плотностях мощности пучка выше 0,1 Вт/см<sup>2</sup>. В [2] было показано, что указанный выбор плотности мощности ионного пучка обеспечивает формирование морфологии отдельных конусов при пассивном охлаждении образцов. В результате исследований было показано, что при повышенных температурах может наблюдаться формирование морфологии с плотными массивами вискеро-в. Ширина переходного диапазона температур при выбранных параметрах ионного пучка составляет примерно 10-20°C. Температура перехода зависит от энергии и плотности потока ионного пучка, а так же материала и кристаллографического типа поверхности образца. В частности, для GaAs (100) и InP (100) при облучении ионами Ag<sup>+</sup> с энергией 5 кэВ и плотностью потока около 0,95\*10<sup>14</sup> ион/см<sup>2</sup> (соответствует примерно 0,43 Вт/см<sup>2</sup>) температура перехода находится в области 290 и 240°C, соответственно.

Полученные результаты объясняются на основе модифицированной модели Дубровского-Сибирева образования вискеро-в [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.V.Malherbe Crit. Rev. in Solid State and Mat. Sci. **19(3)** (1994), 127
2. И.П.Сошников и др. Известия РАН.Сер.физическая, **70(6)**, (2006) 813-816.
3. O.Wada, J.Phys.D, 17, (1984), 2429
4. V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, A.A.Tonkikh, N.V.Sibirev, V.M.Ustinov Phys.Rev. B 71 (20) (2005) Art. No. 205325

# ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭМИССИИ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛА $Al$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Ю. Китов

Вяземский филиал МГИУ, г. Вязьма, Россия  
Be Training Ltd, Англия

В /1/ исследовались полярные и азимутальные зависимости коэффициента выхода оже-электронов из  $Al(001)$  при энергии  $E_0$  электронного пучка 250 эВ и 1500 эВ. Расчеты, выполненные в /2-3/ на основе динамической теории дифракции приводят к существенным разногласиям с экспериментом. В /4/ развита корпускулярная теория движения электрона в кристалле совместно с моделью прозрачности кристалла. Вычислены функция перераспределения потока первичных электронов, сечение ионизации X – оболочки атома и коэффициент эмиссии оже-электронов. Результаты расчета и сравнение с экспериментом приведены на рис.1.

$\gamma_{L_{2,3} \rightarrow VV}(\theta)$  отн.ед.

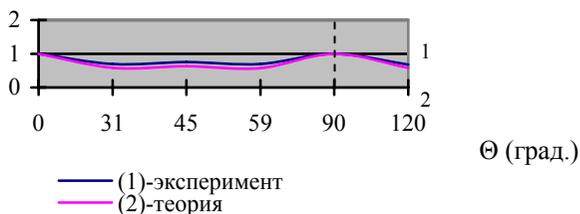


Рис.1.

Монокристалл  $Al(001)$  бомбардируется электронами с  $E_0 = 250$  эВ. Полярный угол падения электронов  $45^\circ$ . Исследуется коэффициент выхода  $L_{23} \rightarrow VV$  оже-электронов в зависимости от азимутального угла  $\theta$ . В абсолютных единицах  $\gamma_{L_{2,3} \rightarrow VV}(\theta = 0^\circ) = 8,04 * 10^{-4}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Allie G. Blanc E., Dufayard D., Stern R. // Surface Science 1974. v.46, p.188.
2. Andersen S., Howie A. // Surface Science 1975. v.50, p.197.
3. Place J., Prutton M. // Surface Science 1979. v. 82, p.315.
4. Китов В.Ю. // Материалы заочной научно-практической конференции. – Вязьма.: Изд-во ВФ МГИУ, 2003, с.58.

# ДИНАМИКА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ ОБРАЗЦОВ ПРИРОДНОГО КВАРЦА ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ПУЧКОМ ИОНОВ КИСЛОРОДА

П.И. Диденко<sup>1)</sup>, А.А. Ефремов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт геохимии окружающей среды НАН Украины,  
г. Киев, Украина

<sup>2)</sup>Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев, Украина

Методом масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ) исследованы образцы природного кварца, включая эталонные образцы, представляющие собой пленки  $\text{SiO}_2$  и  $\text{SiO}_x$  на кремнии. Распыление кварца проводилось ионами кислорода (ионный микрозонд Cameca ims-4f) в специальном режиме, когда одна и та же поверхность подвергалась бомбардировке через продолжительные промежутки времени, в течение которых образец находился в условиях высокого вакуума. Каждый цикл распыления проводился до достижения стационарных условий выхода вторичных ионов. Измерялась кинетика вторичных ионов  $\text{Si}_n\text{O}_m^+$  ( $n = 1,2,3$ ;  $m = 0,1,2$ ), водородосодержащих ионов  $\text{OH}^+$ ,  $\text{SiH}^+$  и  $\text{SiOH}^+$ , атомарных ионов  $\text{Si}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{H}^+$  и сопутствующих примесей.

Такой режим позволил изучить процесс релаксации радиационных структурных дефектов в матрице  $\text{SiO}_2$ . Эти процессы во многом аналогичны процессам структурной релаксации поверхности ультра-малых аэрозольных частиц, которые известны как особо опасные канцерогены /1–4/. Международное агентство по исследованию канцерогенов отнесло кварц к классу 1 по канцерогенной опасности, т.е. к классу самого высокого риска. Канцерогенность зависит как от характеристик самого кварца, так и внешних факторов, влияющих на его биологическую активность /2/. Присутствие в радоноопасных помещениях кварцевых аэрозолей будет усиливать и без того опасное воздействие радиации на здоровье людей.

Активность аэрозольной частицы по отношению к живому организму обусловлена наличием поверхностных свободных радикалов. И эта активность изменяется во времени и зависит от структуры исходной матрицы и способа ее измельчения.

Обнаружено, что масс-спектральный состав исследованных образцов природного кварца изменялся от цикла к циклу, что можно объяснить эффектами «памяти» при накоплении радиационных дефектов. Разработана модель, описывающая эволюцию радиационных дефектов при распылении кварца ионами кислорода, основанная на численном решении соответствующих кинетических уравнений. Модель дала удовлетворительное согласие с экспериментом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Richards R. //Mineralogical Magazine. 2003. V.67. P.129.

## ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ZnO ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ

А.Ю. Азаров <sup>1)</sup>, А.И. Титов <sup>1)</sup>, С.О. Кучеев <sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> С.-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2)</sup> LLNL, Livermore, USA

Образцы ZnO, облучались при комнатной температуре атомарными  $P^+$ , а также кластерными ионами  $PF_n^+$  ( $n = 1 \dots 4$ ) с энергией  $E = 1.3$  кэВ / а.е.м.. Дозы, а также плотности потоков ионов были выбраны таким образом, чтобы соблюсти равенство как среднего полного числа смещений за всё время бомбардировки, так и скорости генерации первичных точечных дефектов, создаваемых при имплантации атомарными и кластерными ионами. Степень нарушения кристаллической структуры определялась с помощью спектрометрии резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием (RBS/C).

Результаты показывают, что при облучении атомарными ионами  $P^+$  накопление разупорядочения происходит в основном в объеме образца, при этом положение максимума объемного пика дефектов близко к среднему проективному пробегу имплантированных ионов и сдвигается вглубь образца при увеличении дозы. При бомбардировке ZnO молекулярными ионами происходит увеличение поверхностного пика структурных нарушений. Кроме того, облучение самыми тяжелыми из используемых в эксперименте кластерных ионов ( $PF_4^+$ ) приводит к появлению хорошо различимого промежуточного пика дефектов в области между объемным и поверхностными максимумами разупорядочения. Появление подобного пика уже наблюдалось ранее при бомбардировке ZnO тяжелыми ионами, когда они формируют достаточно плотные каскады атомных столкновений /1/. Принимая во внимание, что и при имплантации кластерных ионов в приповерхностной области, благодаря многократному перекрытию каскадов атомных столкновений, генерируемых атомами, составляющими молекулу, также формируется плотный объединённый каскад, появление промежуточного пика дефектов представляется естественным. Следует отметить, что на сегодняшний день нет единой точки зрения на природу возникновения промежуточного пика дефектов в ZnO /1/. Таким образом, необходимы дополнительные исследования для выяснения механизмов дефектообразования в ZnO.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-08-00989

### ЛИТЕРАТУРА

1. S.O. Kucheyev, J.S. Williams, C. Jagadish, J. Zou, Cheryl Evans, A. J. Nelson, and A. V. Hamza // Phys. Rev B 2003, v. 67, p 094115

# КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ZnO

В.А. Никитенко, И.В. Пыканов, С.Г. Стояхин  
Московский государственный университет путей сообщения,  
Москва, Россия

Оксид цинка является перспективным материалом оптоэлектроники, которому в последнее время уделяется, особое внимание в связи с появившейся надеждой создания на его основе излучающих в ультрафиолетовом диапазоне р-п гомо- и гетеропереходов и ионных структур [1, 2]. В данной ситуации необходимо решение целого ряда задач, связанных с поиском путей управления оптическими и электрофизическими свойствами ZnO [3], в частности, путём ионной имплантации.

В настоящем сообщении, в дополнение к разработанным ранее методам катодолюминесцентного исследования высокоэнергетической ионной имплантации в монокристаллы ZnO (энергия ионов около 100 МэВ), обсуждается возможность применения изучения катодолюминесценции при различных уровнях возбуждения имплантированного слоя для экспериментального определения глубины имплантации (в отдельных случаях для нахождения максимума в распределении образующихся дефектов).

Сравнение полученных экспериментальных данных с теоретическими кривыми распределения концентрации вводимых ионов водорода и аргона по глубине образца ( $E = 50, 150$  и  $300$  кэВ,  $f = 6 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>), рассчитанными с использованием функции распределения Пирсона, даёт сопоставимые результаты.

При одинаковом флюенсе частиц значение экспериментальной глубины имплантации практически соответствует максимуму распределения внедряемых ионов водорода и переднему фронту распределения ионов аргона. Этот факт объясняется существенно более высокой плотностью радиационных дефектов, возникающих вдоль пробега тяжёлых ионов аргона, по сравнению с лёгкими ионами водорода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kucheyev S.O., Williams J.S. et. Al. // Phys. Rev. B, 2003. V. 67, p. 094115-1.
2. Никитенко В.А., Аливов Я.И. и др. // Тезисы докладов 34-й Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2004, с. 122.
3. Nikitenko V.A. // Proceeding of International NATO Workshop «Zinc Oxide – As a Material for Micro- and Optoelectronic Application». – St. Petersburg: Springer, 2005, с. 69.

# МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ Ar C ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛИЭТИЛЕНА И ПЕНТАЦЕНА

А.А. Ермоленко<sup>1)</sup>, Г.В. Корнич<sup>1)</sup>, Г. Бетц<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Запорожский национальный технический университет, г. Запорожье,  
Украина

<sup>2)</sup>Inst. Für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien, Austria

Для моделирования распыления полиэтилена были выбраны мишени на основе орторомбического кристалла полиэтилена /1/ с наличием загнутых цепочек на поверхности и без них. Мишени состояли из 4050 и 3600 атомов, соответственно.

Мишень из пентацена – это объёмный кристалл пентацена триклинной структуры, описанной в /2/, содержащий 4320 атомов.

В модели объёмных кристаллов полиэтилена и пентацена также была включена диссипативная область в нижней части области моделирования. В латеральных направлениях были применены периодические граничные условия.

В качестве потенциалов взаимодействия были выбраны многочастичный потенциал Терсоффа с поправками Бреннера для углеводородов /3/ и потенциал Зиглера-Бирзака-Литмарка, с помощью которого описываются взаимодействие бомбардирующих ионов с кристаллом, а также энергетические столкновения на малых расстояниях. Для каждой мишени проведено моделирование 500 одиночных актов бомбардировки. Начальные координаты бомбардирующего иона генерировались при помощи двумерной псевдослучайной последовательности.

Для полиэтилена с загнутыми цепочками коэффициент распыления составил 1.30 атомов/ион, для полиэтилена без загнутых цепочек – 2.25 атомов/ион, для пентацена – 0.28 атомов/ион. В случае бомбардировки полиэтилена явление обратного рассеяния ионов практически отсутствовало, для пентацена наблюдалось слабое обратное рассеяние с коэффициентом 0.05 атомов/ион.

Произведён анализ выхода расплывённых соединений, дифференциальных коэффициентов распыления и обратного рассеяния. Исследовано изменение структуры мишеней в процессе распыления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Beardmore K., Smith R., Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B 102, 1995, p. 223-227
2. de Wijs G.A. et al., Synthetic Metals, 139, 2003, p. 109-114
3. D.W. Brenner, Phys. Rev., B 42, 1990, p. 9458

# ENERGY DISTRIBUTIONS OF SPUTTERED ATOMS OF SURFACE METAL NANOCLUSTERS BY LOW ENERGY IONS

G.V.Kornich<sup>1)</sup>, G.Betz<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Zaporozhye National Technical University, Zaporozhye, Ukraine

<sup>2)</sup>Institut für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien, Austria

An increase of activity of experimental and model researches of physical processes in nanodimensional clusters on different surfaces occurred during the last decade. Molecular dynamics simulations were performed for alone clusters, consisting of 13 and 75 Cu atoms, on a (0 0 0 1) graphite two-layer substrate, which consisted of 1584 and 3000 carbon atoms, respectively. Bombardment was simulated for Ar and Xe ions at impact energies of 100 eV and 400 eV as well as normal incidence. Energy distributions of sputtered particles from surface nanoclusters were qualitatively compared here with energy distributions of the linear cascade theory /1, 2/ for the flat surface of semi-infinite targets.

The Tersoff potential with a cut-off radius of  $R_{I\text{ cf}} = 0.21$  nm, splined to the Ziegler-Biersack-Littmark potential, was applied to the C-C interactions. A tight binding many body potential, directly connected to the Born-Mayer potential with a cut-off radius of  $R_{(\text{Cu})\text{ cf}} = 0.55$  nm, was used for the Cu-Cu interatomic interactions /3/. C-Cu interactions were simulated using a Lennard-Jones potential /4/ with  $R_{(\text{Cu-C})\text{ cf}} = 0.375$  nm. The C-Cu potential was splined to the Ziegler-Biersack-Littmark potential. Ion-Cu and ion-C interactions were simulated using only the purely repulsive Ziegler-Biersack-Littmark potential with  $R_{(\text{ion-target})\text{ cf}} = 0.5$  nm. Details of the preparation of the substrate – Cu cluster system are presented in /5/.

From the simulations we found that the maxima of the energy distributions were for both cluster sizes under Ar bombardment and for larger cluster under Xe bombardment close to 2 eV, which agrees well with the theoretical prediction of  $U_B/2$ , usually taken to be equal to 3.6 eV, the heat of sublimation of Cu /1, 2/. Only in the case of Xe bombardment for small clusters, there is strong indication that the maximum of the energy distribution has shifted close to 0 eV. Also the contribution of low energy sputtered Cu atoms to the energy distribution is more considerable in larger clusters as compared to small ones.

## REFERENCES

1. Thompson M.W., Phil. Mag., 18, 1968, p. 377.
2. Sigmund P., Phys. Rev., 184, 1969, p. 383.
3. Gades H., Urbassek H.M., Nucl. Instr. And Meth., B69, 1992 p. 232.
4. Dorfman S., Mundim K.C., D.Fuks, A.Berner, D.E.Ellis, J.Van Humbeeck, Mat. Sci. and Eng. C15, 2001, p. 191.
5. Kornich G.V., Betz G., Zaporojtchenko V., K.V.Pugina, Surf. Sci. 601, 2007, p. 209.

# АЗИМУТАЛЬНЫЙ ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ЭМИССИИ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОНОКРИСТАЛЛА $Ni(110)$ ПРОТОНАМИ ПОД СКОЛЬЗЯЩИМИ УГЛАМИ ПАДЕНИЯ

В.Ю. Китов

Вязеский филиал МГИУ, г. Вязьма, Россия

Ve Training Ltd, Англия

Известно, что коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии зависит от ориентации ионного пучка относительно кристаллографических осей /1-2/. В /3/ исследован азимутальный ориентационный эффект в эмиссии  $L_3 \rightarrow VV$  оже-электронов из  $Ni(110)$  под действием протонов с энергией  $E_0=150$ кэВ. Бомбардировка проводилась под углом  $\varphi=85,5^\circ$  относительно нормали к поверхности (110). Теория азимутального эффекта дана в /4/. Цель данной работы проверить выводы /4/ на экспериментальных данных /3/. Результаты расчета и сравнение с экспериментом даны на рис.1.

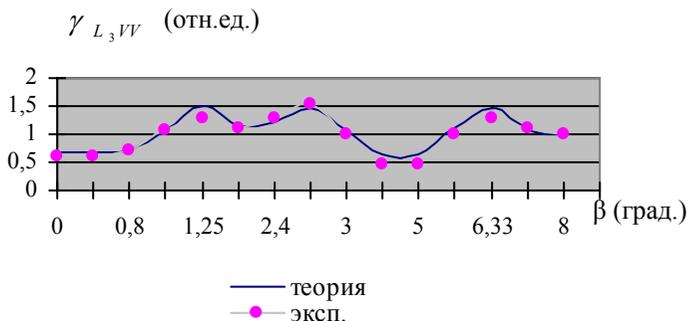


Рис.1.

В абсолютных единицах  $\gamma_{L_3 \rightarrow VV}(\beta = 8^\circ) = 5,54 * 10^{-2}$ .

Ориентационный эффект обусловлен изменением степени затенения второго и третьего слоев кристалла первым слоем с изменением азимутального угла  $\beta$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Машкова Е.С., Молчанов В.А., Одинцов Д.Д. // Доклады АН СССР, 1963, т.4., с.1074.
2. Мартыненко Ю.В. // ФТТ, 1966, т.8., с.637.
3. Schuster M., Varelas C. // Nucl.Instrum. and Methods. Phys.Res. 1985, v.B9, №2., p.145.
4. Китов В.Ю., Парилис Э.С. // Поверхность, 1984, т.6, с.22.

# УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАСПЫЛЕНИЯ Al-, Ti-, Fe-, Cu- Mo- ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ИОНОВ $Ag^+$ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Б.А. Калинин, Н.В. Волков, И.В. Олейников, О.В. Щербаков  
Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия

Как известно угол облучения сильно влияет на состояние приповерхностных слоев, скорость распыления материалов, что обусловлено процессами образования ПВА и последующего развития каскадов смещений. Поэтому целью работы было выявление особенностей изменения коэффициентов распыления  $Sr(\alpha)$  и топографии поверхности ряда поликристаллических материалов под облучением пучком ионов с широким гауссоподобным энергетическим спектром. В качестве мишеней были выбраны поликристаллические образцы Be, Al, Ti, Fe, Cu, Mo, W. Облучение проведено пучком ионов  $Ag^+$  с широким энергетическим спектром ( $\sigma = \Delta E / \langle E \rangle = 10$  и 45 %, где  $\Delta E$  – ширина распределения на полувысоте) при значениях средней энергии ионов в пучке  $\langle E \rangle = 5, 10$  и 20 кэВ, токе ионов 30 – 50 мкА, температура образца 50 – 100°C, давление остаточных газов не выше  $1 \times 10^{-6}$  Торр.

Результаты измерений показали, что максимальное расхождение между величинами  $Sr(\alpha)$  наблюдается при облучении для Fe и Cu пучками ионов с  $\sigma = \Delta E / \langle E \rangle = 10$  и 40 % при углах больше 40 – 45°, а минимальные для образцов W (рис.1).

Работы выполнены при поддержке фонда РФФИ: Грант 06-08-08180-офи

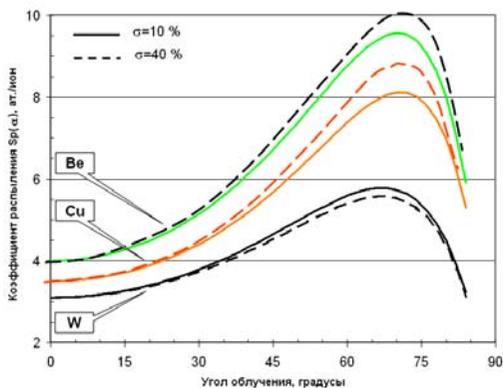


Рис.1. Изменение величины  $Sr(\alpha)$  при облучении образцов Be, Cu, W пучком ионов  $Ag^+$   $\langle E \rangle = 10$  кэВ,  $\sigma = 10$  и 45 %

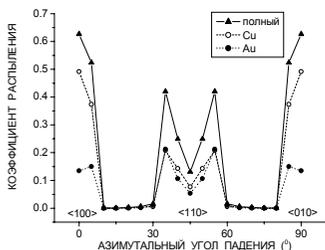
# ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ

А.А. Джурахалов, С.Э. Рахматов, А.А. Элмонов, М.С. Юсупов  
Институт электроники АН Руз, г. Ташкент, Узбекистан

При бомбардировке монокристаллических поверхностей физические величины, характеризующие распыление, проявляют ориентационную чувствительность, связанную с упорядоченным расположением атомов мишени /1/. При этом степень ориентационной чувствительности в разных режимах распыления различна. В режиме тепловых пиков она проявляется очень слабо /2/, а в режиме прямого выбивания – наиболее сильно /1,3/.

В настоящей работе методом компьютерного моделирования исследованы процессы распыления поверхности двухкомпонентных монокристаллов при скользящей бомбардировке ионами кэВ-ных энергий. Вычислены полный и парциальные коэффициенты распыления поверхности  $\text{Cu}_3\text{Au}(100)$ ,  $\text{GaP}(100)$ ,  $\text{GaAs}(100)$  и  $\text{SiC}(100)$  в зависимости азимутального угла падения. В расчетах рассматривались только прямо выбитые атомы (ПВА), образованные в первых трех приповерхностных слоях, так как в условиях скользящей бомбардировки выход ПВА со слоев ниже третьего практически невозможен.

На рисунке приведены полный и парциальные коэффициенты распыления компонентов  $\text{Cu}_3\text{Au}(100)$  в зависимости от азимутального угла падения  $\phi$  при бомбардировке ионами  $\text{Ne}^+$  с  $E = 5$  кэВ и  $\psi = 10^\circ$ , где  $\psi$  – угол скольжения, отсчитываемый от поверхности. Видно, что в зависимостях наблюдаются максимумы при  $\phi = 0^\circ$  и  $\phi = 90^\circ$  вблизи низкоиндексных кристаллографических направлений. Различие парциальных коэффициентов распыления в этих направлениях объясняется спецификой поверхностных полуканалов и каналов  $\text{Cu}_3\text{Au}(100)$ .



## ЛИТЕРАТУРА

1. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой // Вып. 1. Пер. с англ. /Под ред. Р.Бериша. – М.: Мир, 1984, с. 336.
2. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. Пер. с англ.- М.: Мир, 1971, с. 368.
3. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел // Под ред. Е.С. Машковой. – М.: Мир, 1989, с. 349.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ОРДИНАТ К РАСЧЕТУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ САМОРАСПЫЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

А.А. Барат, В.В. Манухин

Московский энергетический институт (Технический университет),  
Москва, Россия

В работе получены приближенные выражения для энергетических спектров самораспыления тонких пленок. Самораспыление (распыление мишени ионами того же вида) является неотъемлемой частью любого процесса распыления, а при распылении мишени легкими ионами – преимущественным механизмом распыления. При этом саморассеянные и самораспыленные атомы принципиально неотличимы, что осложняет решение данной задачи.

Аналитические методы исследования распыления основываются на решении граничной задачи для уравнения Больцмана. В работе /1/ показано, что приближенный учет граничных условий приводит к форме спектра, пропорциональной  $(1/E^2)[\ln(E_0/E)]^{3/2}$ , при условии  $E \ll E_0$ . В работе /2/ аналогичное решение с помощью метода Chandrasekara /3/ обобщено на случай любых энергий распыленных атомов полубесконечной мишени. В данной работе получены решения для энергетических спектров самораспыления плоскопараллельных слоев с точным учетом граничных условий, показана зависимость от толщины пленки.

Решаемые уравнения получены на основе комбинации метода инвариантного погружения /4/ и метода дискретных ординат /3/, согласно которому, в рассмотрение вводятся дискретные потоки, получающиеся в результате усреднения по углу потока распыленных атомов. Благодаря упрощенной модели углового рассеяния, получена система дифференциальных уравнений, допускающая точное решение. В предельном переходе к полубесконечной толщине пленки результаты работы совпадают с результатами /3/. Результаты расчетов также показали удовлетворительное согласие с результатами имитационного моделирования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Waldeer K.T., Urbassek H.M. // Appl. Phys. 1988. V. A45. P. 207.
2. Tolmachev A.I. // Nucl. Instr. And Meth. 1993. V.B83. P. 479.
3. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1956. 431 с.
4. В.А. Амбарцумян // Изв. АН СССР, серия геогр. И геофиз., 1943. Т. XXXVIII №8. с. 257.

# ЭВРИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ САМОРАСПЫЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А.А. Барат, В.В. Манухин  
Московский энергетический институт, Москва, Россия

Задача о самораспылении твердых тел – одна из основных проблем теоретического описания явления распыления. Существует достаточно много решений этой задачи на основе кинетического уравнения Больцмана путем использования различных приближений /1/: метод моментов, разложение функции распределения выбитых атомов по полиномам Лежандра с последующим обрыванием ряда, и т.п. Однако, как показывает опыт, подобные приближения не позволяют корректно учесть граничные условия на поверхности мишени.

В настоящей работе предлагается подход, основанный на принципах инвариантного погружения, предложенных Амбарцумяном /2/ и Чандрасекаром /3/ для решения задачи о рассеянии света в мутных средах. На основе этого метода была получена система интегродифференциальных уравнений для функции самораспыления /4/. Система уравнений представляет собой формальное решение граничной задачи. В качестве ядра этих уравнений используется сечение взаимодействия движущегося атома с элементарным слоем мишени. Поскольку при низких и средних энергиях сталкивающихся одинаковых атомов радиус наибольшего сближения оказывается того же порядка, что и среднее расстояние между атомами, то столкновения нельзя считать парными. Это позволяет использовать в качестве интегрального ядра модельное представление, предложенное Вильямсом /5/. В результате использования интегрального ядра в таком виде, а также применение преобразования Лапласа по энергии в единицах летаргии, получено решение для функции самораспыления полубесконечной мишени, которое выражается через функции Амбарцумяна. Обратное преобразование Лапласа позволило рассчитать энергетические и угловые спектры самораспыленных атомов. Результаты расчетов представлены в сравнении с результатами численного эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Waldeer K.T., Urbassek H.M.//Nucl. Instr. And Meth. 1987. V. B18. P. 518.
2. Амбарцумян В.А. // ЖЭТФ, 1943. Т.13, с.323
3. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1956. 431 с.
4. Манухин В.В. //ЖТФ, 2005. Т.75, Вып.4, с.11.
5. Williams M.M.R.// Ann. Of Nucl. Energy. 1979. V.6. P.145.

## РАСПЫЛЕНИЕ СТЕКЛОУГЛЕРОДА ИОНАМИ АРГОНА ЭНЕРГИИ 30 КЭВ

Н.Н. Андрианова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>1)</sup>, Ю.С. Виргильев<sup>2)</sup>, С.Ю. Люберцев<sup>1)</sup>,  
Е.С. Машкова<sup>1)</sup>, А.С. Немов<sup>1)</sup>, А.И. Сорокин<sup>2)</sup>  
<sup>1)</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия  
<sup>2)</sup> ФГУП «НИИГрафит», Москва, Россия

В отличие от поликристаллических графитов и высокоориентированного пирографита стеклоуглерод относится к неграфитирующимся углеродным материалам. Наряду с графитами рассматриваются перспективы его использования в атомных реакторах, термоядерных устройствах, а также для конструкционных элементов космической техники в условиях воздействия радиационных полей различной природы. Установлено, что наибольшую потерю веса в вакууме за счет обезгаживания проявляют низкотемпературные стеклоуглероды. Так, для образцов СУ-850 она достигает  $5 \cdot 10^3$  мкг/г, для СУ-1300 – около  $5 \cdot 10^2$  мкг/г, тогда как для СУ-2000 и СУ-2500 – не более 40 мкг/г. Высокодозное ( $10^{18}$ - $10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>) облучение образцов стеклоуглерода как ионами  $Ar^+$ , так и молекулярными ионами азота  $N_2^+$  энергии 30 кэВ приводит к обезгаживанию, сравнимому по потере веса с обезгаживанием при вакуумном отжиге. Сильная зависимость потери веса при различных типах воздействия от температуры термообработки стеклоуглерода, вероятно, связана с трансформацией фуллереноподобной наноструктуры материала при переходе от низкотемпературных к высокотемпературным стеклоуглеродам /1,2/.

Время восстановления веса образцов высокотемпературных стеклоуглеродов на воздухе после облучения, сравнимое с соответствующим временем для графитов, позволило произвести измерения угловой зависимости коэффициента распыления  $Y$  для стеклоуглерода СУ-2500. Найдено, что зависимость  $Y(\theta)$  при комнатной температуре облучения практически совпадает с соответствующей зависимостью, полученной ранее для поликристаллического графита /3/, является типичной для разупорядоченного (о чем свидетельствуют и результаты дифракции быстрых электронов на отражение) состояния углеродных материалов и характерной для столкновительного распыления ( $Y \sim 1/\cos\theta$ ).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Harris P.J.F. // Phil. Mag. 2004. V. 84. P. 3159.
2. Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Виргильев Ю.С. и др. Поверхность. 2007. № 3. С.1.
3. Машкова Е.С., Молчанов В.А., Фаязов И.М., Экштайн В. Поверхность. 1994. № 2. С.33.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА ПРИ ВЫСОКИХ ФЛЮЕНСАХ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Н.Н. Андрианова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>1)</sup>, Ю.С. Виргильев<sup>2)</sup>,  
В.С. Куликаускас<sup>1)</sup>, Е.С. Машкова<sup>1)</sup>, А.С. Немов<sup>1)</sup>, Е.А. Питиримова<sup>3)</sup>  
<sup>1)</sup> НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ФГУП «НИИГрафит», Москва, Россия

<sup>3)</sup> Физический факультет ННГУ, г. Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты исследования элементного состава, топографии и структуры поверхностного слоя, формирующегося при нормальном и наклонном падении ( $\theta = 60^\circ$ ) ионов  $N_2^+$  энергии 30 кэВ на грань (0001) высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т при температурах ниже и выше температуры  $T_a$  ионно-индуцированного структурного перехода, вызывающего при  $T > T_a$  трехкратное при  $\theta = 60^\circ$  подавление распыления, по сравнению с облучением при  $T < T_a$ , когда угловая зависимость коэффициента распыления  $Y$  является типичной для неупорядоченных сред ( $Y \sim 1/\cos \theta$ ) /1/. Разупорядочение поверхности подтверждается результатами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) – на картинах дифракции наблюдается аморфное гало. Исходная поверхность УПВ-1Т, как показывают исследования при помощи РЭМ и лазерной гониофотометрии, является зеркальной. При комнатной температуре облучения происходит фасетирование поверхности с размером фасеток около 1 мкм. При  $T > T_a \approx 200^\circ C$  и наклонном падении образуется специфическая структура из игольчатых элементов длиной  $\sim 30$  мкм. На электронограммах ДБЭО при  $T > T_a$  при нормальном и наклонном падении ионов ( $\theta = 60^\circ$ ) наблюдаются кольца, характерные для поликристаллических графитов. Поэтому для объяснения ширины минимума зависимости  $Y(\theta)$  при  $\theta = 60^\circ$  и трехкратного уменьшения  $Y$  учет каналирования бомбардирующих ионов не представляется возможным. К этому выводу приводит и моделирование с помощью программы RUMP спектров POP, когда направление зондирующего пучка параллельно оси конусов. Основной причиной наблюдаемой немонотонной зависимости  $Y(\theta)$  при  $T > T_a$  является развитие структуры игольчатых конусов, приводящей к уменьшению выхода распыленных частиц из-за совместного действия отражения ионов от крутых склонов конусов и захвата ими вторичных частиц /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Машкова Е.С., Немов А.С. // Известия РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ. 2006. Т.70. № 6. С. 820.
2. Хофер В. // В книге Распыление под действием бомбардировки частицами. М.: Мир, 1998, 551 с.

## МИКРОДЕФЕКТНОСТЬ КРЕМНИЯ ПОСЛЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ

В.В. Деньгин<sup>1)</sup>, Ю.А. Дудин<sup>2)</sup>, В.Л. Левшунова<sup>2)</sup>, В.Д. Скупов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт измерительных систем,  
г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2)</sup> Научно исследовательский физико-технический институт ННГУ  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Низкотемпературная плазма широко применяется в промышленной микроэлектронике в процессах травления, нанесения тонких пленок, снятия фоторезиста, окисления, очистки и планаризации поверхностей. Это отражает важную тенденцию – переход от жидкостных процессов, не удовлетворяющих требованиям субмикронной технологии, к «сухим», что позволяет, в том числе, снизить температуру подложек во время их обработки. В настоящее время все чаще появляются результаты исследований, показывающие, что при проведении плазменных обработок радиационные нарушения возникают не только в приповерхностной области, но и во всем объеме пластин.

В работе исследуется влияние ионно-плазменного травления на структурно чувствительные характеристики кремния. Травление проводилось в атмосфере аргона (80%) и кислорода (20%) при давлении  $5,5 \cdot 10^{-4}$  Па в течение 30 минут со скоростью 0,03 мкм/мин. Обнаружено, что микродефектность изменяется на глубинах, существенно превышающих толщину радиационно-стравленного слоя. Данный эффект наблюдается как на облученной, так и на обратной сторонах образцов, а также под замаскированными во время обработки областями кристаллов. Получены зависимости микродефектности от режимов ионно-плазменной обработки. Показано, в частности, что увеличение рабочего тока и напряжения при травлении приводит к возрастанию микродефектности как с рабочей, так и с противоположной стороны образцов. Объяснение полученным экспериментальным данным дано на основе представлений о перестройке микродефектности кремния под действием неравновесных точечных дефектов и упругих волн, возникающих при ионно-плазменном травлении.

## ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ КРЕМНИЯ НА СТРУКТУРУ САПФИРА

Е.А. Питиримова<sup>1)</sup>, Д.А. Павлов<sup>1)</sup>, Е.В. Коротков<sup>1)</sup>,  
Ю.А. Кабальнов<sup>2)</sup>, Е.М. Любимов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2)</sup>ФГУП НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова,  
603950, г. Нижний Новгород, Россия

Условия эпитаксии кремния на сапфире могут быть улучшены внедрением ионов  $Si^{+}$  в сапфир с целью уменьшения несоответствия периодов решеток. Монокристаллические пластины сапфира ориентации  $(1\bar{1}02)$  облучались на ускорителе «ЛЯДА – 30» ионами  $Si^{+}$  с энергией 80 кэВ, дозами  $3 \cdot 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и плотностью тока  $j = 4,5 \div 7,5 \text{ мкА/см}^2$ . Исследование топографии, проведенное на атомно-силовом микроскопе AFM TМХ-2100 “Assigex” съемкой в контактном режиме, показало, что поверхность сапфира после имплантации ионов  $Si^{+}$  в данном диапазоне доз остается гладкой. Структура слоев была изучена методом дифракции быстрых (50 кэВ) электронов на отражение на электронографе ЭМР-102. Сапфир, облученный ионами  $si^{+}$  дозами до  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ , сохраняет высокое кристаллическое совершенство приповерхностного слоя. После внедрения ионов  $Si^{+}$  с дозой  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  наблюдаются заметные расхождения в положении Кикучи – линий, что свидетельствует о появлении деформации плоскостей. Измерение величины деформации имплантированного сапфира осуществлялось путем съемки кривых дифракционного отражения на двухкристалльном рентгеновском дифрактометре ДРОН-4 с использованием  $CuK_{\alpha 1}$ -излучения. Монохроматором служил монокристалл Ge ориентации  $\langle 111 \rangle$ . Полуширина кривой качания от исходного сапфира составляет  $\sim 4$  угл.с., облученного ионами  $Si^{+}$  дозой  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \sim 6$  угл.с., облученного ионами  $si^{+}$  дозой  $10^{15} \text{ см}^{-2} \sim 8$  угл.с. Погрешность измерения  $\leq \pm 1$  угл.с. методом наименьших квадратов было рассчитано, что средняя величина относительной деформации имплантированного слоя в направлении нормальном к поверхности сапфира составляет  $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, показано, что кристаллическая структура поверхности сапфира изменяется в процессе имплантации ионов  $Si^{+}$ : увеличивается полуширина кривых качания, появляются расхождения в положении Кикучи – линий, что свидетельствует о смещении атомных плоскостей и изменении периода решетки. При этом приповерхностный слой сапфира в исследуемом интервале доз сохраняет достаточную степень совершенства кристаллической структуры, пригодную для эпитаксии.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА «ЛОКАЛЬНЫЕ» КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И РАСПЫЛЕНИЯ

Г.А. Белогорцев, Н.Н. Трифонов

Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Процессы отражения и распыления являются предметом интенсивного изучения в последней трети минувшего века. Шероховатость поверхности может вносить существенные коррективы как в интегральные, так и в дифференциальные характеристики этих процессов. Очевидно, что для шероховатой поверхности, в отличие от гладкой, в каждой произвольной ее точке «локальный» коэффициент распыления и отражения отличаются от некоего среднего по всей поверхности.

Для изучения изменения зависимости «локального» коэффициента отражения и распыления шероховатой поверхности (т. е. коэффициентов отражения и распыления области поверхности, размер которой меньше характерного размера шероховатости) в код SCATTER /1/ были введены изменения, позволяющие задавать размер и положение области облучаемой поверхности.

Изучалось взаимодействие ионов водорода и дейтерия с мишенью из углерода, имеющей одномерный рельеф и представляющей собой систему равнобедренных гребней высотой 5 мкм и длиной при основании 10 мкм, что много больше характерных длин пробегов частиц.

Получены зависимости «локальных» коэффициентов отражения и распыления от координаты источника частиц над поверхностью мишени для различных углов падения и энергий налетающих частиц. Показано, что для случая нормального падения пучка на поверхность с шероховатостью, заданной регулярными гребнями, «локальные» коэффициенты отражения и распыления меняются слабо.

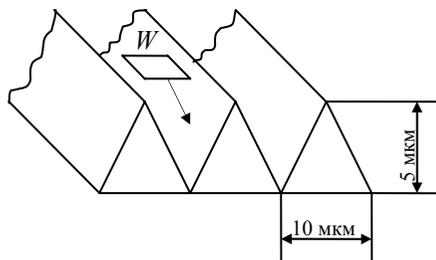


Рис. 1. Модель шероховатой поверхности

## ЛИТЕРАТУРА

1. Курнаев В.А., Трифонов Н.Н. // ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», выпуск 3-4, С. 76-81, 2002. 77

# СТАТИСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ПРИ ТРАНСПОРТЕ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА.

Богданов Р.И.<sup>1)</sup>, Богданов М.Р.<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>НИИЯФ МГУ

<sup>2)</sup>МГУ ИЭ

Прохождение пучка электронов в неоднородной периодической среде может моделироваться отображением вида

$$x_{n+1} = x_n + y_{n+1}, y_{n+1} = y_n + kx_n(x_n - 1) + (\varepsilon + \mu x_n)y_n, \quad (1)$$

описывающим динамику пробной частицы в поле сил ангармонического осциллятора со слабо-диссипативным возмущением ( $k \sim 1$ ,  $\varepsilon, \mu \sim 10^{-5}$ ) (см.[1]).

Квазиравновесные транспортные состояния отвечают периодическим орбитам (1) типа “in”, “out”, рассеивающих центров с периодом  $n$  и средней полной энергией  $\hat{E}$ . Статистический вес квазиравновесного состояния удовлетворяет соотношению  $S(n) = Const e^{-n\hat{E}/kT}$ , где  $S(n)$  - площадь одной из  $n$  примерно равновеликих (т.к.  $\varepsilon, \mu \ll 1$ ) областей притяжения (отталкивания) состояния “in” (“out”),  $\beta = 1/kT$  - традиционный подгоночный параметр, а  $n$  играет роль частоты.

Группа состояний “in” (“out”) с определенным значением  $\hat{E}$  образует энергетический уровень с распределением частот, который определяет статистику показателей простых чисел, участвующих в разложении частот элементов группы на сомножители. Пик статистики может лежать в точке  $\mathbf{p}^\alpha > 1$  (т.е. отличаться от равномерного заполнения частот). Исходя из вышесказанного возникает оценка статистического веса энергетического уровня  $\hat{E}$  ( $x = \hat{E}/kT$ ):

$$Const \sum_{n \in \text{группе}} n e^{-nx} \approx Const \left( \frac{1}{e^x - 1} - \mathbf{p}^\alpha \frac{1}{e^{\mathbf{p}^\alpha x} - 1} \right). \quad (2)$$

Асимптотика (2) совпадает в первом члене со статистикой Бозе-Эйнштейна, а поправка стремится к нулю при  $\mathbf{p}^\alpha \rightarrow \infty$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р.И. Богданов. Нелинейные динамические системы на плоскости и их приложения. –М.: Вузовская книга, 2003.

**Секция IV**

**МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ**



## ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ In И Sb, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ СРАЩИВАНИЯ СТРУКТУРЫ КРЕМНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ

И. Е. Тыщенко<sup>1)</sup>, Г. П. Похил<sup>2)</sup>, А. Г. Черков<sup>1)</sup>, В. П. Попов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090,  
Россия

<sup>2)</sup> Институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Граница сращивания структуры кремний-на-изоляторе (КНИ) может быть эффективным стоком для атомов примеси. В настоящей работе исследовались особенности взаимодействия атомов In и Sb, имплантированных вблизи границы сращивания с целью создания полупроводниковых гетероструктур на изоляторе.

Ионы  $Sb^+$  с энергией 100 кэВ дозой  $of 8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  были имплантированы в кремниевую подложку. Ионы  $In^+$  с энергией 100 кэВ дозой  $of 8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  были имплантированы в термически выращенную пленку  $SiO_2$ . Затем на вторую пластину методом водородного скалывания была перенесена имплантированная ионами  $Sb^+$  пленка кремния. В результате, сформированная КНИ структура имела имплантированные области по обе стороны от границы сращивания. Последующие отжиги проводились при  $T_a = 500-1100 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 30 минут в атмосфере азота. Исследования полученных структур были проведены с помощью резерфордского обратного рассеяния (RBS) ионов  $He^+$  с энергией 1.7 МэВ и высокоразрешающей электронной микроскопии на поперечном срезе (HRTEM). По данным RBS, увеличение температуры отжига  $T_a$  от 500 до  $900^\circ \text{C}$  сопровождается диффузионным расширением профиля примеси как в направлении границы сращивания  $Si/SiO_2$ , так и в глубь матрицы  $SiO_2$ . После  $T_a = 1100^\circ \text{C}$  внедренные атомы перераспределяются из объема к границе раздела. Сравнение спектров, полученных в условиях максимальной разориентации пучка относительно направления  $\langle 100 \rangle$ , и спектров каналирования показывает рост концентрации имплантированных атомов в положения, когерентных с кремниевой матрицей. HRTEM показала формирование аморфных кластеров, распределение которых совпадает с профилем примеси в матрице  $SiO_2$ , кристаллизация которых происходит при  $T_a \sim 800-900^\circ \text{C}$ . Отжиг при  $T_a = 1100^\circ \text{C}$  приводил к росту на границе сращивания эллипсоидов кристаллической фазы  $InSb$ , размеры которых были 10-20 нм шириной и 20-40 нм длиной.

Установлено, что граница сращивания КНИ структуры является центром зарождения и роста фазы  $InSb$ , когерентной с кристаллической решеткой  $Si$ .

## ФОРМИРОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ ПРИ ВЫСОКОДОЗНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ВОДОРОДА

Ф.Ф. Комаров<sup>1)</sup>, О.В. Мильчанин<sup>1)</sup>, В.В. Пилько<sup>2)</sup>, Ю.Г. Фоков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко,

<sup>2)</sup>Объединенный институт энергетических и ядерных исследований,  
г. Минск, Беларусь

Метод прецизионного скола тонких слоев материалов по слою дефектов, созданных имплантацией легких ионов изучен недостаточно полно. В данной работе исследована кинетика дефектообразования в кремнии в зависимости от режимов высокодозной ( $0,4-1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) имплантации ионов водорода и последующих термообработок. Образцы монокристаллического кремния после облучения протонами и термообработок были исследованы методами оптической и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), интерферометрии и резерфордовского обратного рассеяния (РОР) в сочетании с каналированием.

Установлены основные закономерности образования областей блистеринга и флекинга в зависимости от энергии и дозы имплантации, температуры и времени термообработки. Для различных энергий имплантации водорода определена пороговая доза, при которой эффект блистеринга проявляется при температуре  $450^\circ\text{C}$ . Размер областей блистеринга и флекинга зависит от энергии имплантации (рис.1). Интерференционные измерения дают максимальную высоту блистеров до 275 нм. ПЭМ исследования показали (рис.2), что уже при 5-минутном отжиге

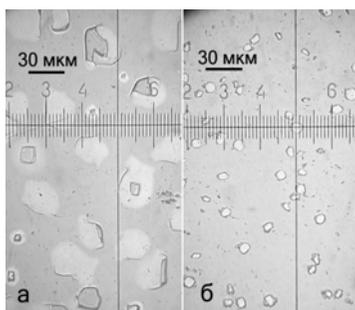


Рис.1. Области блистеринга и флекинга при имплантации  $\text{H}_2^+$  ( $0,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) с энергиями: а – 200 кэВ и б – 75 кэВ и отжига при  $450^\circ\text{C}$  в течение 30 мин

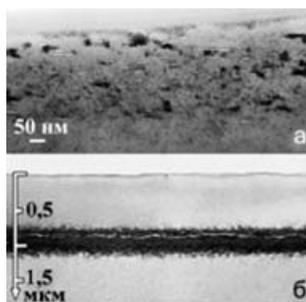


Рис.2. ПЭМ микрофотографии дефектного слоя после имплантации  $\text{H}_2^+$  (200 кэВ,  $0,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) и отжига при  $450^\circ\text{C}$ : а – 5 мин, б – 30 мин

образцов, облученных пороговой дозой, формируются микротрещины. С увеличением длительности термообработки образуется макротрещина, параллельная поверхности образца (рис.2б). По данным РОР, кремний над областью протяженных дефектов сохраняет совершенную кристаллическую решетку.

# ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ВТОРИЧНОГО РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ IV ГРУППЫ И НИТРИДАХ III ГРУППЫ, ЛЕГИРОВАННЫХ МЕЛКИМИ ПРИМЕСЯМИ

К.В. Емцев<sup>1)</sup>, В.В. Козловский<sup>1)</sup>, В.В. Емцев<sup>2)</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>2)</sup>,  
Г.А. Оганесян<sup>2)</sup>, Д.С. Полоскин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>С.-Петербургский государственный политехнический университет,  
С.-Петербург, Россия

<sup>2)</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,  
С.-Петербург, Россия

Генерация дефектов в полупроводниках широко применяется для контролируемого изменения электрофизических и оптических свойств (radiation defect engineering) /1/. Целью настоящей работы являлось изучение влияния концентрации мелкой примеси и подвижности первичных радиационных дефектов (путем варьирования температуры облучения) на процессы образования вторичных радиационных дефектов.

Определены сечения образования электрически активных дефектов в вырожденном кремнии *n*- и *p*-типа, облученных быстрыми электронами с энергией 2,5 МэВ при комнатной температуре и температуре жидкого гелия. Такое сравнение экспериментальных данных и расчетных сечений образования первичных дефектов (пар Френкеля) позволило пересмотреть существующие модельные представления об электрической активности пар Френкеля в кремнии. Выявлены особенности отжига радиационных дефектов в вырожденном кремнии *n*-типа с мелкими примесями V группы по сравнению с процессами отжига радиационных дефектов в невырожденном материале с низким уровнем легирования, в которых доминирующими дефектами акцепторного типа являются *E*-центры (комплексы вакансии – примесный атом V группы). Эти особенности указывают на формирование в сильнолегированном материале вакансионных комплексов, включающих в свой состав несколько примесных атомов.

Показано, что электрические параметры нитрида галлия *n*-типа с мелкой примесью кремния при радиационном воздействии изменяются за счет образования глубоких акцепторов, которые сопоставляются вакансиям в подрешетке галлия. Однако этот процесс компенсации электронной проводимости при комнатной температуре в значительной мере смягчается одновременным образованием неглубоких доноров радиационного происхождения  $\approx E_C - 70$  мэВ. Последние отнесены к вакансиям в подрешетке азота. Установлено также, что мелкая примесь кремния не взаимодействует с собственными точечными дефектами и ее концентрация остается неизменной при облучении и отжиге.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 07-02-00096).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kozlovski V., Abrosimova V. Radiation Defect Engineering. – World Scientific, 2005, 253 p.

## ПОВЫШЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПРОБОЯ GaAs p-n-ПЕРЕХОДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ

А.П. Мамонтов<sup>1)</sup>, Б.В. Чахлов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт интроскопии, г. Томск, Россия

Характер распределения вводимых облучением протонами радиационных дефектов и зависимость их пробегов от энергии позволяет определить условия, при которых в ограниченной области кристалла арсенида галлия образуются слои с высокой плотностью радиационных дефектов. Увеличение концентрации радиационных дефектов при облучении протонами приводит к уменьшению концентрации и подвижности носителей заряда и увеличению удельного сопротивления арсенида галлия. Образование слоев с высоким удельным сопротивлением позволяет изолировать p-n-переходы по площади пластины арсенида галлия. P-n-переходы изготавливались диффузией цинка и алюминия на глубину 10-12 мкм в арсенид галлия с концентрацией носителей заряда  $(1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В качестве контакта использовался сплав Pb+Zn. Толщина и форма контакта изготавливались так, чтобы препятствовать проникновению протонов в определенные области p-n-переходов. Облучение протонами позволяет получить высокоомный слой в той области арсенида галлия, которая не была защищена контактом. Изоляция p-n-переходов при облучении протонами привела к устойчивому изменению обратной ветви вольт-амперной характеристики, тогда как прямая ветвь вольт-амперной характеристики не изменялась. Облучение протонами и образование полуизолирующего слоя уменьшает площадь p-n-перехода, которая в данном случае определяется площадью контакта, препятствующего проникновению протонов в арсенид галлия. При облучении p-n-переходов, полученных диффузией цинка, напряжение пробоя не превышало 60 В, тогда как при облучении p-n-переходов, полученных диффузией алюминия, напряжение пробоя увеличивалось до 500 В. P-n-переходы, полученные диффузией цинка, имели резкий градиент концентрации примесей и небольшую ширину области пространственного заряда. Это не позволяло получить высокое напряжение пробоя, поскольку пробой происходил в области пространственного заряда p-n-перехода. Увеличение напряжения пробоя p-n-переходов, полученных диффузией алюминия, обусловлено тем, что пробой в данном случае происходит по поверхности структуры, а поскольку она защищена полуизолирующим арсенидом галлия, то это приводит к увеличению напряжения пробоя.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ИОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

Ю.А. Менделева, А.Ю. Дудин, А.И. Белов, Е.В. Волкова,  
В.Г. Шенгуров, Д.И. Тетельбаум  
Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Изучение оптических свойств кремния, облученного ионами, в последнее время приобрело особую актуальность в связи с проблемой создания оптоэлектронных устройств на базе этого (непрямозонного) полупроводника. Одним из способов улучшения светоизлучающих свойств кремния является ионное облучение при дозах, близких к дозе аморфизации /1/. При этом внутри аморфизованного слоя сохраняются нанокристаллические области (квантовые точки), обладающие фотолуминесценцией (ФЛ) при 700-900 нм. Чтобы нанокристаллы (НК) имели свойства квантовых точек, необходимо, чтобы они были окружены средой, выполняющей функцию конфайнмента (ограничения). Для определения механизма ФЛ, облученного Si, требуется знание зонной структуры аморфизованного кремния. Изучение оптических свойств кремния совместно с изучением фотолуминесценции (ФЛ) позволяет получить нужные для этого сведения.

Настоящая работа состоит из двух частей. Первая часть посвящена компьютерному моделированию динамики формирования гетерогенной системы, состоящей из НК Si в аморфизованной матрице, при ионном облучении. С этой целью ранее разработанная нами программа расчета (методом Монте-Карло) /1/ дополнена алгоритмом, позволяющим учитывать динамический отжиг радиационных дефектов и тем самым зависимость динамики от скорости набора дозы. Во второй части экспериментально исследованы дозовые зависимости ФЛ при облучении  $Ne^+$  и оптические свойства облученного Si – спектры пропускания пленок Si на сапфире, показатели преломления в зависимости от дозы.

По спектрам пропускания найдено, что оптическая щель при дозах выше порога аморфизации составляет  $E \approx 1,5$  эВ. Это значение не дает возможности объяснить конфайнмент НК непосредственно различием оптических щелей  $\alpha$ -Si и НК Si. Сделан вывод о том, что он связан с разупорядоченным состоянием матрицы (случайным характером потенциала). Величина  $E \approx 1,5$  эВ близка к энергии квантов ФЛ для длинноволновой полосы облученного Si, что позволяет приписать эту полосу межзонному переходу в аморфизованном слое.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ежевский А.А., Тетельбаум Д.И., Михайлов А.Н. и др. // Известия академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Технология материалов и компонентов электронной техники, 2004, Т.7, С.17-27.

# ИОНОПУЧКОВАЯ И РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/Si$ (100)

В.К. Егоров<sup>1)</sup>, М.С. Афанасьев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Россия

<sup>2)</sup>МИРЭА, Москва, Россия

Сегнетоэлектрические элементы и устройства, созданные на базе титанат-бариевой керамики, получили широкое распространение в науке и технике. Однако их популярность могла бы быть значительно шире при наличии простых и недорогих методов синтеза монокристаллов  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ . В какой-то мере эта технологическая проблема может быть решена путем разработки методов эпитаксиального роста пленок указанного состава на поверхностях структурно-подходящих монокристаллических подложек. Одной из таких подложек может служить монокристаллический кремний с ориентацией (100).

В работе представлены результаты ионопучковой и рентгеновской диагностики эпитаксиальных структур  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3/Si$ , выращенных методом высокочастотного реактивного распыления керамических мишеней соответствующего состава. Основной задачей исследований являлась разработка технологической процедуры получения эпитаксиальных пленок на кремнии с составом, близким к  $Ba_{0.98}Sr_{0.2}TiO_3$ , поскольку соединения такой стехиометрии характеризуются температурой Кюри, близкой к комнатной. Кроме того, разрабатываемая технологическая схема предполагала выявление интервала толщин эпитаксиальной сегнетоэлектрической пленки, в котором с одной стороны, было бы обеспечено достижение величины спонтанной поляризации, соответствующей объемному материалу, а с другой – монодоменность получаемой структуры. В качестве основных варьируемых технологических параметров рассматривалась температура подложки, мощность, подводимая к распыляемой мишени, потенциал поля смещения, а также давление и состав атмосферы, в которой осуществлялось распыление.

Методом каналирования ионов  $He^+$  и  $H^+$  была определена ширина переходной зоны пленка-подложка, обеспечившей упругое сопряжение кристаллических структур, а также степень совершенства вырастающих пленок. Максимум полосы ионolumинесценции получаемых пленочных соединений оказался близок к 420 нм.

Выращиваемые по разработанной технологии пленки имеют широкую перспективу применения в интегральной электронике и оптике, в качестве элементов запоминающих устройств большой емкости, а также – могут представлять собой рефлекторы плоских рентгеновских волноводов-резонаторов, способных управлять параметрами формируемого радиационного потока.

# ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА КРИТЕРИИ ПРАВИЛА УРБАХА В ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ

А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов  
ФГНУ НИИ высоких напряжений, г. Томск, Россия

Применение ионной имплантации для модификации оптических и других свойств диэлектрических материалов стимулирует изучение процессов радиационного дефектообразования. Создаваемый в кристаллах при облучении ионами структурный беспорядок и природа радиационных дефектов определяются условиями облучения и последующей термообработки [1]. Это требует подходов с использованием обобщенных микроскопических параметров, характеризующих структурный беспорядок системы в целом [2]. В работе исследована применимость правила Урбаха общего вида к описанию спектров поглощения лейкосапфира и поликристаллического корунда (поликора), облученных ионами хрома и титана ( $100 \text{ кэВ}$ ,  $\Phi=10^{15}\text{-}10^{17} \text{ см}^{-2}$ ). Установлено влияние дефектов замещения  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{n+}$ ,  $\text{Ti}_{\text{Al}}^{n+}$ , их кластеров и твердых растворов на их основе на критерии выполнения правила Урбаха.

□ишеневой□□е поведение дозовых зависимостей спектров поглощения облученных материалов определяется формированием □о□лцированного радиационными дефектами беспорядка в кристаллической решетке [1, 2]. Формирование общей фокальной точки при энергии  $h\nu_0=4.40\pm 0.11 \text{ эВ}$  на спектрах поглощения поли- и монокристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученного ионами хрома и титана (обладают высокой способностью к замещению катионов в решетке 0.55 и 0.9), обусловлено различиями в эффективности накопления дефектов замещения  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{n+}$  и  $\text{Ti}_{\text{Al}}^{n+}$ , их кластеризации и степени кооперации наведенных кластерами локализованных состояний в подзону [1]. Корректность выполнения концепции фокуса Урбаха подтверждается также зависимостями предэкспоненциального множителя и изоабсорбционной оптической щели от энергии Урбаха, полученными из спектров поглощения и рассчитанными с использованием параметров фокуса [3]. Получена четкая взаимосвязь между зависимостью оптической щели, рассчитанной с помощью правила Урбаха, и шириной запрещенной зоны для прямых разрешенных переходов, реализующихся в интервалах 2.5-4.0 и 3.8-4.9 эВ [1]. Корреляция параметров экспоненциального и межзонного поглощения связана с формированием при облучении оксида алюминия нового сильно дефектного материала с шириной запрещенной зоны  $\sim 4.4 \text{ эВ}$ , край поглощения которого обусловлен кластерами дефектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кабышев А.В., Конусов Ф.В // Поверхность, 2006, № 3, с.58.
2. Вайнштейн И.А., Зацепин А.Ф., и др.// ФТТ, 2001, т.43, в.2, с.224.
3. Orapunt F., O'Leary S. K. // Appl. Phys. Lett., 2004, v.84, no 4, P.523.

# КОМПОЗИЦИОННЫЙ СОСТАВ И ПОВРЕЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННО-АССИСТИРОВАННОМ НАНЕСЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

И.С.Ташлыков<sup>1)</sup>, О.Г.Бобрович<sup>2)</sup>, С.М.Барайшук<sup>1)</sup>, О.М.Михалкович<sup>1)</sup>,  
И.П.Антонович<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный педагогический университет, Минск,  
Беларусь

<sup>2)</sup>Белорусский государственный технологический университет, Минск,  
Беларусь

Ионно-ассистированное нанесение покрытий на кремний применяется для модифицирования свойств его поверхности. При этом известно, что свойства модифицированной поверхности во многом определяется рядом факторов, среди которых такие как элементный состав покрытий и сопутствующее повреждение структуры подложки. Поэтому при проведении исследований по нанесению покрытий необходима диагностика поверхности конструкции покрытие/подложка. В настоящей работе обсуждаются результаты изучения композиционного состава, повреждения структуры поверхности (100) Si, модифицированного ионно-ассистированным нанесением покрытий в условиях самооблучения. Для осаждения Ti и Co покрытий на кремний использовали резонансный источник вакуумной дуговой плазмы (вакуум  $10^{-2}$  Па) при подаче на мишень отрицательного потенциала 7кВ. С целью введения ксенонового маркера в часть пластины предварительно имплантировались ионы  $\text{Xe}^+$  с энергией 10 или 20, или 40 кэВ с интегральным потоком от  $10^{14}$  до  $3 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ .

Элементный послойный анализ и радиационное повреждение конструкций пленка/кремний выполняли, используя метод РОР/КИ ионов  $\text{He}^+$  с  $E_0=2.0$  МэВ и компьютерное моделирование спектров РОР по программе RUMP.

Установлено, что в состав покрытий входят атомы металла, водорода, углерода, кислорода, кремния. Междоузельные атомы Si, генерируемые радиационным воздействием, диффундируют при нанесении металлопокрытия в глубь кристалла и в само покрытие, способствуя при этом диффузии атомов основы покрытия, углерода и кислорода вглубь, что предсказывается результатами ранее выполненных исследований. Обнаружено влияние энергии и интегрального потока  $\text{Xe}^+$  на диффузионные процессы в кремнии.

## ПОСЛОЙНЫЙ АНАЛИЗ СОСТАВА БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ Al-Fe МЕТОДОМ РОР

И.И. Ташлыкова-Бушкевич<sup>1)</sup>, Е.С. Гутько<sup>2)</sup>, В.Г. Шепелевич<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Учреждение образования “Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники”, г. Минск, Беларусь,

<sup>2)</sup> Учреждение образования “Минский государственный политехнический колледж”, г. Минск, Беларусь,

<sup>3)</sup> Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Имеется большое количество работ по исследованию структуры и свойств быстрозатвердевших (БЗ) сплавов Al-Fe, однако распределение Fe в образцах изучено недостаточно. Данная работа является продолжением изучения пространственного распределения Fe в БЗ фольгах сплавов Al-Fe /1/. В настоящем исследовании рассматривается изменение микроstructures фольг сплавов Al-0.3; 0.6 Fe (ат. %) от контактирующей с подложкой (КП) до контактирующей с воздухом (КВ) поверхности фольг. Морфология поверхности фольг исследовалась с помощью растрового электронного микроскопа. Элементный послойный анализ сплавов был выполнен с применением метода РОР и компьютерных моделирующих программ RUMP. Для определения корреляции послойного и фазового составов сплавов был выполнен рентгеноструктурный анализ фольг на дифрактометре ДРОН-3 в сочетании с измерением микротвердости образцов после изохронного и изотермического отжига на приборе ПМТ-3.

Получено, что обе поверхности фольг имеют ячеистую структуру. Размер ячеек составляет от 0.5 до 2.0 мкм. Установлено, что характер распределения Fe в КП и КВ приповерхностных областях фольг подобен: в тонком (0,02-0,03 мкм) приповерхностном слое фольг детектируется повышенное содержание Fe, в слое толщиной до 0.7 мкм содержание Fe возрастает с глубиной. Однако концентрация Fe в тонком приповерхностном слое КВ поверхности выше на 31 %, чем со стороны КП поверхности. На глубинных профилях детектируются несколько осциллирующий содержания Fe. Средняя измеренная в приповерхностной области КП и КВ поверхностей концентрация Fe почти одинакова и составляет соответственно 0.28 и 0.21 ат. %. Обнаруженный эффект повышенного содержания легирующего элемента именно в тонком приповерхностном слое КВ поверхности фольг в сравнении с КП поверхностью наблюдается также в БЗ сплавах Al-1.0 Zn, Al-5.0 Ge и Al-3.2 Sb и составляет соответственно 67, 83 и 188 % /2-4/.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Шепелевич В.Г. // ФизХОМ, 1999, №6, с. 73.
2. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Гутько Е.С., Шепелевич В.Г. // Перспективные материалы, 2005, № 1, с. 59.
3. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Гутько Е.С., Шепелевич В.Г. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2006, № 4, с. 100.
4. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Шепелевич В.Г. // ФизХОМ, 2000, № 4, с. 99.

# ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРИРОВАНИЯ ТИТАНА И ЦИРКОНИЯ

О.В. Беспалова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>1)</sup>, В.Г. Востриков<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>1)</sup>, Е.Е. Малюков<sup>2)</sup>, В.И. Моломин<sup>2)</sup>, Е.М. Потапенко<sup>2)</sup>,  
Е.А. Романовский<sup>1)</sup>, М.В. Серков<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов им. Акад. А.А. Бочвара, Москва, Россия

Известно, что наличие водорода в материалах может заметно изменять спектры упругого обратного рассеяния, что может быть использовано для профилирования водорода в материалах [1]. Влияние водорода на амплитуду спектра проявляется через изменение тормозной способности матрицы.

В настоящей работе метод обратного рассеяния протонов энергии 2 и 7.8 МэВ использовали для измерения концентрации водорода в поверхностном слое образцов гидрированных титана и циркония – перспективных материалов замедлителя, отражателя и защиты высокотемпературных транспортных ядерных реакторов [2]. Эксперимент проводили на электростатическом генераторе и циклотроне НИИЯФ МГУ. Полученные данные сопоставлены с результатами измерений показателей  $x$  стехиометрии гидридов  $TiH_x$  и  $ZrH_x$ , измеренными в работе [3] разрушающим волюмометрическим методом. Показатели  $x$ , измеренные двумя методами, для одних образцов в пределах погрешности совпадают, для других волюмометрический метод дает несколько большие значения  $x$ . Расхождения могут быть связаны с тем, что волюмометрический метод дает усредненное по объему образца значение  $x$ , тогда как метод обратного рассеяния дает профиль концентрации водорода в поверхностном слое толщиной около 100 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № 5365.2006.2

## ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А.М., Востриков В.Г., Куликаускас В.С., Романовский Е.А., Серков М.В. // Известия РАН. Серия физическая. 2006. Т.70. № 8. С. 1210.
2. Гидриды металлов / Под редакцией Мюллера В.М. Атомиздат, 1973. 200с.
3. Борисовский А.Ф., Малюков Е.Е., Моломин В.И. Чистяков А.Н., Федоров В.А. // Book of Abstracts VIII International Conference “Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials”. Sudak, Ukraine. 2003. P.386

## ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ НА СВОЙСТВА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

И.П. Чернов<sup>1)</sup>, Ю.П. Черданцев<sup>1)</sup>, Ю.В. Мартыненко<sup>2)</sup>, А.М. Лидер<sup>1)</sup>,  
Н.Н. Никитенков<sup>1)</sup>, С.Е. Луконин<sup>1)</sup>, А.К. Ган<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>РНИЦ «Курчатовский Институт» (Институт ядерного синтеза),  
Москва, Россия

Исследовано влияние водорода и гелия на физико-механические свойства ферритной стали марки ЭП-450. Данная сталь используется в реакторах, и ее эксплуатационные характеристики в значительной мере зависят от наличия примесей гелия и водорода. Исследуемые образцы подвергались электролитическому насыщению водородом из 1М раствора  $\text{LiOH} + \text{H}_2\text{O}$ . Часть образцов облучали ионами гелия с энергией 40 кэВ на ускорителе ИЛУ-3. Микроскопические исследования образцов, насыщенных Н, затем He и одним гелием выявили существенную разницу в характере эрозии поверхности. Если в случае облучения гелием на поверхности наблюдается блистеринг “в чистом виде”, то внесение водорода приводит к появлению на поверхности фазовых выделений различной формы и размеров. Характерных признаков гелиевого блистеринга в последнем случае не наблюдается. Механические испытания показали, что при облучении гелием до дозы  $3 \times 10^{17}$  He/см<sup>2</sup> микротвердость стали повышается (глубина проникновения наноиндентора, соответственно, снижается), затем идет резкое уменьшение этой величины. Подобным образом меняется с ростом дозы внедрения He интенсивность выхода акустических сигналов под действием на образец наноиндентора. Предварительное внедрение водорода не изменило микротвердости насыщенных гелием образцов, но значительно уменьшило интенсивность выхода акустической эмиссии. Изучено влияние деформации на скорость распространения звуковых волн для серии стальных образцов, насыщенных водородом и облученных гелием. Скорость звуковых волн снижается практически линейно от величины относительного растяжения. Облучение гелием привело к резкому увеличению скорости звуковых волн для больших уровней деформации. В то же время, при деформации ниже 2% скорость звуковых волн меньше, чем для образцов без гелия. Последовательное внедрение Н и He не изменило этой зависимости. Исследование зависимости амплитуды шумов Баркгаузена ( $M_{\max}$ ) от дозы внедрения гелия показало значительное увеличение  $M_{\max}$  при  $D_{\text{He}} \geq 5 \times 10^{16}$  ат/см<sup>2</sup>. Последовательное внедрение водорода, затем гелия снижает эту величину практически до её значения в исходном материале. Отмечен рост магнитной проницаемости стали  $\mu_{\max}$  при имплантации гелия. Внесение водорода не внесло существенных изменений в эту величину.

# ДИАГНОСТИКА ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ МЕТОДАМИ ПОЗИТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.М. Лидер<sup>1)</sup>, Ю.П. Черданцев<sup>1)</sup>, А.С. Сурков<sup>2)</sup>, М. Кренинг<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Фраунгоферовский институт неразрушающих методов контроля,  
г. Саарбрюкен, Германия

Представлены результаты исследования накопления дефектов в конструкционных материалах ядерной энергетики при внедрении водорода и гелия методами позитронной спектроскопии. Методы позитронной спектроскопии – спектроскопия времени жизни позитронов СПВЖ и доплеровское уширение аннигиляционной линии ДУАЛ, являются хорошим инструментом для исследования дефектов в твердом теле, особенно дефектов вакансионного типа. Высокая чувствительность позволяет обнаружить изменения в характере аннигиляции позитронов при концентрациях вакансий до  $10^{-7}$  /1/. Так как метод СПВЖ позволяет обнаруживать и определять не только точечные дефекты, но и  $\square$ о $\square$ люю $\square$ аюнные кластеры и микропоры. Метод может применяться для исследования материалов, подвергающихся воздействию мощных пучков заряженных частиц, в частности материалов ядерной промышленности. Опыт эксплуатации ядерных установок показал необходимость исследования взаимного влияния внедренного водорода и гелия на свойства конструкционных материалов, так как раздельное исследование дефектов при воздействии ионов водорода и гелия не позволяет описать развитие дефектной структуры в реальных условиях эксплуатации материалов. В ходе выполнения работы методами позитронной спектроскопии проведены экспериментальные исследования влияния водорода, гелия и пластической деформации появление и развитие дефектов в стали 65Г и циркониевом сплаве Э125. Полученные данные обрабатывались в пакетах программ positronfit и LT9 /2/. Результаты указывают на существенную роль водорода в развитии дефектов структуры при последующем облучении материалов ионами гелия. Исследования взаимодействия пластически деформированного материала с водородом и гелием позволило изучить взаимодействие дефектов внесенных при деформации и радиационных повреждениях. Отмечена корреляция магнитных и акустических свойств материалов с результатами измерений методами позитронной спектроскопии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Triftshauer W., Kogel G. // Phys.Rev.Letter, 1982.V48, 25, p.1741-1744.
2. J. Kansy// Nucl. Instrum. Meth. A, 1996, V374, Issue 2, p.235-244.

## ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКО- МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПУЧКАМИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, А.К. Пише, Н.С. Томина  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Целью данной работы было исследование возможностей применения методов наноиндентирования (МНИ) для изучения приповерхностных слоев материалов, насыщенных водородом и гелием. Изучение динамики накопления водородных и гелиевых дефектов представляет значительный практический и научный интерес для конструкционных материалов ядерного и термоядерного реакторов. Суть МНИ заключается во вдавлении индентора с алмазным наконечником в исследуемый материал и измерении зависимости нагрузки на индентор от глубины проникновения. Для определения адгезионных свойств материалов реализуется т.н. методика “царапанья”. На поверхность металла индентором, движущимся с заданной скоростью, наносится царапина. Обычно процесс нанесения царапины начинается с некоторого минимального значения нагружения, при которых нет разрушений материала. Характеристикой адгезионной прочности выступает сила нагружения в момент начала разрушения покрытия, которая называется критической силой нагрузки. Микроскопические исследования царапины после теста позволяют обнаружить характерные особенности разрушения адгезионных связей, что добавляет привлекательности методам наноиндентирования как отличному аналитическому инструменту. Методы позволяют определять твердость, модуль Юнга, упругое восстановление, адгезионные свойства материалов, а также, исследовать акустическую эмиссию. Достоинством методов при анализе насыщенных водородом и гелием поверхностных слоев является возможность исследования свойства материалов на малых глубинах (0,1-10 мкм), где наиболее сильно проявляется влияние этих примесей на свойства материала. В докладе представлены результаты исследований, выполненных на аппаратном комплексе, включающем прибор «Micro Scratch Tester» фирмы CSEM Instruments и нанотвердомер Nano Hardness Tester (Швейцария). Комплекс позволяет проводить микроскопические исследования материала в области действия наноиндентора, измерение акустических параметров, профилирование исследуемой области. Исследование проведено для образцов ферритной стали марки и сплава циркония. Обнаружен рост микротвердости стали с увеличением дозы внедрения гелия. Внедрение водорода (при дозе имплантированного гелия  $5 \times 10^{17} \text{ He/cm}^2$ ) не изменило величину микротвердости. Результаты исследований выполненных МНИ сравнивали с данными, полученными акустическими, магнитными и вихретоковыми методами исследования.

# ВЛИЯНИЕ ИОННО-АССИСТИРОВАННОГО НАНЕСЕНИЯ С И Мо ПОКРЫТИЙ НА СМАЧИВАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗИНЫ

О.Г. Верес, И.С. Ташлыков  
Белорусский государственный педагогический университет,  
Минск, Беларусь

Нами ранее было обнаружено, что при нанесении покрытий на основе металлов смачиваемость поверхности резины дистиллированной водой может как усиливаться, так и ослабляться. Поэтому были продолжены исследования, направленные на изучение влияния ионно-ассистированного нанесения покрытий в условиях самооблучения (ИАНПУС) на смачиваемость поверхности резины дистиллированной водой, а также на выявление факторов, влияющих на смачиваемость поверхности резины, модифицированной методом ИАНПУС. В литературе отмечают несколько основных факторов, влияющих на смачиваемость поверхности изделий: шероховатость и химическую неоднородность поверхности. В настоящей работе изучается влияние состава поверхности модифицированной резины, ее топографии на смачиваемость дистиллированной водой.

В методике нанесения покрытий процессом ИАНПУС энергия асистирующих ионов была 3 кэВ. Элементный состав структур покрытие/подложка изучали методом РОР ионов гелия с  $E_0=1.4$  МэВ. Топографию поверхности изучали с применением атомно-силовой микроскопии (микроскоп NT-206).

Установлено, что композиционный состав поверхности резин марок В-7-14 и РС-26, модифицированных одновременно нанесением покрытий на основе С и Мо, отличается незначительно, а краевой угол смачивания уменьшается на ~12 и ~6% (7-В-14) и на ~31 и ~17% (РС-26) соответственно.

Значения шероховатости ( $R_{ave}$ ) поверхности резин представлены в таблице.

|                | РС-26                    |           |           | 7-В-14    |           |           |
|----------------|--------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|                | Материал основы покрытия |           |           |           |           |           |
|                | Исх                      | С         | Мо        | Исх       | С         | Мо        |
| $R_{ave}$ , нм | 2<br>0,70                | 3<br>7,72 | 4<br>2,83 | 2<br>3,62 | 4<br>1,84 | 55,<br>48 |

Из приведенных данных следует, что, чем меньше шероховатость поверхности, тем смачиваемость ее водой выше (при прочих равных условиях).

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КЕРМЕТА НА ОСНОВЕ $Al-Al_2O_3$ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯДЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ

О.В. Беспалова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>2)</sup>, В.Г. Востриков<sup>1)</sup>,  
Д.А. Иванов<sup>2)</sup>, В.П. Мичурина<sup>2)</sup>, Е.А. Романовский<sup>1)</sup>,  
М.В. Серков<sup>1)</sup>, С.Д. Шляпин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им.  
М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2)</sup> «МАТИ» - Российский государственный технологический  
университет, Москва, Россия

Спектрометрия ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 6-8 МэВ, обладая повышенной чувствительностью к легким элементам, является эффективным методом для решения многих задач современного материаловедения. В частности, метод ЯОР позволяет исследовать структуру керамикоподобных покрытий на основе корунда, получаемых методом микродугового оксидирования [1]. Такого же рода задача является актуальной для керметов на основе  $Al-Al_2O_3$ , являющихся перспективными материалами с широкой областью применения в машиностроении. Разработанные в МАТИ и исследуемые в настоящей работе керметы имеют слоистую структуру, образованную укладкой пластиночных частиц порошка состава  $Al-Al_2O_3$ . Уплотнение материала обеспечивается за счет реакционного спекания вследствие экзотермической реакции горения алюминия в объеме порошкового изделия (процесс СВС). Спектрометрию ЯОР протонов энергии 7.6 МэВ проводили на циклотроне НИИЯФ МГУ. Пучок протонов направляли по нормали к поверхности исследуемых мишеней. Обратно рассеянные на угол  $160^\circ$  частицы регистрировали поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором. Образцы керметов в виде шайб или призм распиливали с тем, чтобы сопоставить содержание оксида алюминия в наружном слое материала и в сердцевине образцов. Анализ данных ЯОР показал, что содержание  $Al_2O_3$  в сердцевине образцов составляет около 30%, тогда как в поверхностном слое достигает 70%. Градиент концентрации  $Al_2O_3$  отчетливо наблюдается в поверхностном слое, равном глубине анализа методом ЯОР – около 100 мкм. Приводятся и обсуждаются также данные о влиянии на структуру керметов технологических параметров их синтеза.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № 5365.2006.2

## ЛИТЕРАТУРА

1. Романовский Е.А., Беспалова О.В., Борисов А.М., Дунькин О.Н., Куликаускас В.С., Сухарев В.Г., Суминов И.В., Эпельфельд А.В. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1999. №5-6, С.106.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ АНОДНОЙ ХИМИКО-ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СТАЛИ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ

О.В.Беспалова<sup>1)</sup>, А.М.Борисов<sup>3)</sup>, П.Н.Белкин<sup>3)</sup>, В.Г.Востриков<sup>1)</sup>, И.Г. Дьяков<sup>3)</sup>, В.П. Мичурина<sup>3)</sup>, Т.Л. Мухачёва<sup>3)</sup>, Е.А. Романовский<sup>1)</sup>,  
М.В. Серков<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2)</sup> «МАТИ» - Российский государственный технологический университет, Москва, Россия

<sup>3)</sup> КГУ им. Н.А. Некрасова, Кострома

Наиболее распространенными в технологии поверхностного упрочнения сталей являются процессы диффузионного насыщения поверхности углеродом (цементация) и азотом (азотирование), при разработке которых первостепенным является вопрос о глубинном распределении диффундирующего элемента. Настоящая работа посвящена применению спектроскопии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 2-8 МэВ, обладающей повышенной чувствительностью к С, N и O, при разработке процессов анодной химико-термической обработки (АХТО). АХТО образцов стали Ст20 проводили в двух электролитах, каждый из которых содержал водный раствор хлорида аммония (10%), обеспечивающий необходимую проводимость электролита, и либо ацетон (4%) – источник углерода, либо карбамид  $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$  (10%) – источником и углерода и азота при АХТО. Локализация выделения энергии при плотности тока через поверхность  $\sim 1\text{А}/\text{см}^2$  и напряжении 200-300В приводит к образованию парогазовой оболочки вокруг образца и его разогреву до температуры  $\sim 1000^\circ\text{C}$ . Время обработки варьировали от 3 до 10 минут. При отключении тока происходит закалка образца в электролите. Наличие паров воды в парогазовой оболочке приводит к образованию на поверхности детали сплошного оксидного слоя. По данным ЯОР оксидный слой состава  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$  является неоднородным по толщине, изменяющейся в пределах 15-30мкм. Далее по глубине при использовании ацетона в электролите обнаруживается цементованный слой, отчетливо фиксируемый методом ЯОР после абразивного  $\square$ о $\square$ лююния оксидного слоя. За 3-5 мин. Толщина цементованного слоя превышает 50 мкм. Концентрация углерода в слое растет со временем АХТО и за 7 мин. Достигает на поверхности 9 ат.%. Найденная неоднородность оксидного слоя свидетельствует об увеличении шероховатости цементованной поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № 5365.2006.2

## РОР-ДИАГНОСТИКА НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР СИСТЕМЫ Тi-В-С

В.К. Егоров<sup>1)</sup>, Г.В. Калинин<sup>2)</sup>, Р.А. Андриевский<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Россия

<sup>2)</sup> Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия

Создание сверхпрочных материалов является весьма актуальной проблемой как фундаментальной науки, так и промышленного производства. При этом существенно отметить, что в нанокристаллическом состоянии прочностные свойства тугоплавких соединений возрастают в 1.5-2 раза. Одним из наиболее перспективных направлений решения этой проблемы представляется разработка тройных соединений на базе элементов Ti, В и С [1], в том числе и в пленочном наноструктурном состоянии.

Основное внимание в представляемой работе уделяется изучению состава пленок Ti-В-С, получаемых методом нереактивного магнетронного распыления мишеней, содержащих в разных пропорциях соединения диборида титана (TiB<sub>2</sub>) и карбида бора (B<sub>4</sub>C). Синтез пленок осуществлялся в высокочастотном режиме при катодной мощности 600 Вт, рабочем давлении Ar в системе 1 Па и температуре подложки 150 °С. Как и в предыдущих работах, часть экспериментов была проведена в условиях применения дополнительного магнитного поля в области расположения подложек [2]. Толщина осаждаемых пленок в зависимости от условий напыления варьировалась в интервале 0.1-3 микронметра.

Элементный состав, как исходных мишеней, так и пленок, осаждаемых на подложки монокристаллического кремния и поликристаллического бериллия, изучались методами резерфордовского обратного рассеяния с учетом нерезерфордовской составляющей, ядерной реакции <sup>11</sup>B(p;α)<sup>8</sup>Be→2α и рентгено-флуоресцентного анализа в условиях ионного, электронного и рентгеновского возбуждения. Рентгенофазовый анализ был выполнен на дифрактометре, оснащенный плоским рентгеновским волноводом-резонатором.

Проведенные исследования показали, что состав осаждаемых пленок и фазовое состояние кристаллитов существенно зависят от условий напыления. Было отмечено, что дополнительное внешнее магнитное поле величиной 0.06-0.3 Тл способно в несколько раз увеличить скорость осаждения пленки, а также изменить ее фазовое состояние и размер кристаллитов.

Исследования выполнены в рамках проекта РФФИ №06-03-90566.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Андриевский Р.А.. Наноматериалы на основе тугоплавких карбидов, боридов и нитридов: современное состояние и перспективы // Успехи химии. 2006. Т. 74. №12. С. 875.
2. Андриевский Р.А., Калинин Г.В.. Получение наноструктурных пленок с использованием дополнительного магнитного поля // Перспективные материалы. 2003. №4. С.26.

# ОСОБЕННОСТИ СТАРЕНИЯ БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ, ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ ВИСМУТА

С.И. Жукова<sup>1)</sup>, Н.И. Поляк<sup>1)</sup>, В.А. Скуратов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

Исследовано изменение микротвердости  $H$ , физического уширения  $\beta$  дифракционной линии 222 и параметра  $a$  кристаллической решетки матрицы сплава на основе меди БрБ2, имплантированного на зонной стадии старения ионами висмута с энергией 710 МэВ флюенсами  $6,5 \cdot 10^{12}$  и  $1,65 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Изменение  $H$  и  $\beta$  сплава при имплантации имеет немонотонный характер, при этом величина  $a$  остается практически неизменной (в пределах погрешности определения).

В качестве метода структурного анализа, позволяющего выявить особенности радиационно-индуцированных фазовых превращений в дисперсионно твердеющем сплаве при малых флюенсах, использован апробированный в [1,2] метод двухступенчатого старения, включающий пострadiационный отжиг при температуре, превышающей температуру предварительного старения сплава.

Для кривых повторного старения неимплантированного сплава характерно относительное постоянство  $H$ ,  $\beta$  и  $a$  в начальный период отжига, после чего наблюдается резкое возрастание этих параметров, обусловленное интенсивным распадом твердого раствора матрицы сплава с выделением упрочняющих фаз.

При пострadiационном старении сплава в первые минуты отжига обнаружен частичный возврат  $H$  и  $\beta$ , после которого кинетика повторного старения сплава, имплантированного  $1,65 \cdot 10^{13}$  Ви/см<sup>2</sup>, становится подобной кинетике старения неимплантированного сплава. Полнота возврата  $H$  и  $\beta$  увеличивается с ростом флюенса. Время, необходимое для начала интенсивного старения, максимально для неимплантированного сплава и с ростом дозы имплантации оно уменьшается.

Анализ выявленных особенностей кинетики пострadiационного старения позволил установить схему структурно-фазовых превращений в бериллиевой бронзе, имплантированной высокоэнергетическими ионами висмута.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жукова С.И., Поляк Н.И. и др. // Физика и химия обработки материалов, 2004. № 6. С. 20.
2. Жукова С.И., Поляк Н.И. и др. // Физика и химия обработки материалов, 2006. № 1. С. 26.

# О ВОЗДЕЙСТВИИ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

М.Н. Шипко<sup>1)</sup>, В.Ф. Воробьев<sup>1)</sup>, А.Н. Крайков<sup>1)</sup>, М.А. Степович<sup>1), 2)</sup>

<sup>1)</sup>Ивановский государственный энергетический университет  
им. В.И. Ленина, г. Иваново, Россия

<sup>2)</sup>Калужский государственный педагогический университет  
им. К.Э. Циолковского, г. Калуга, Россия

Описана реализация простого и экономичного способа имплантации в металлы ионов, ускоренных из газоразрядной плазмы низкого давления. Уменьшение взаимодействия ионов с нейтральными компонентами плазмы на пути их движения к катоду реализовано посредством увеличения степени ионизации газа в разрядном промежутке и непосредственным ускорением ионов из этой плазмы в сильном электрическом поле. Для достижения высокой степени ионизации в экспериментальной установке использован эффект «полого катода» /1/, в котором к электродной системе прикладываются импульсы отрицательной полярности относительно оболочки вакуумной камеры, а ускорение ионов в межэлектродном промежутке реализовано непосредственно из плазмы газового разряда – для этого к электродной системе прикладываются потенциалы высокого напряжения разной полярности. Быстрая смена полярности электродов приводит к тому, что в высокоионизированной плазме происходит разделение зарядов, в результате чего ионы, преодолевая участок разрядного промежутка с сильным электрическим полем, получают энергию, достаточную для реализации процесса имплантации.

Проведенные физические исследования подтвердили высокую эффективность использования разработанного метода имплантации. Некоторые возможности практического применения метода изучены на примере упрочнения инструментальных сталей /2/.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Воробьев В.Ф., Шипко М.Н. // Вестник машиностроения. 2002. № 1. С. 20.
2. Воробьев В.Ф., Беляев Г.В., Крайков А.Н. // Вестник ИГЭУ. 2006. № 2. С. 90.

## ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ НАГРЕВА НА ОБРАЗОВАНИЕ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК НА ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛАХ

К.Ю. Вуколов<sup>1)</sup>, Л.С. Данелян<sup>1)</sup>, В.В. Затёкин<sup>2)</sup>, С.Н. Звонков<sup>1)</sup>,  
В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, А.А. Медведев<sup>1)</sup>, Т.Р. Мухаммедзянов<sup>1)</sup>,  
В.В. Пиксайкин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>ФГУ РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2)</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

Эрозия и переосаждение материалов в ИТЭР (международный термоядерный экспериментальный реактор) приводят к образованию пленок на внутрикамерных зеркалах, используемых для сбора излучения из плазмы. В результате ухудшается качество зеркал. В работе исследовалось влияние нагрева на скорость роста углеводородных пленок, их характеристики и спектры отражения. Образцы зеркал были изготовлены с помощью планарного магнетрона как плазменного источника. Условия эксперимента были подобны тем, которые, как предполагается, будут существовать в ИТЭР. Рабочая смесь – 44% Ag, 34% CH<sub>2</sub>D<sub>2</sub> и 22% D<sub>2</sub>. Анализ состава пленок и распределения изотопов водорода по глубине на зеркалах из нержавеющей стали был проведен на ускорителе Ван-де-Граафа в НИИЯФ МГУ с помощью методов обратного рассеяния (протоны с энергией 2,3 Мэв, ионы гелия – 2,3 МэВ) и регистрации ядер отдачи.

Измерения проведены на зеркалах, экспонировавшихся при температурах 180, 240, 320 и 400 °С. При температурах 150–300 °С происходит рост углеводородных пленок. При температуре выше 300 °С на поверхности зеркал образовались тонкие пленки (менее 100 нм). В углеводородной пленке концентрация дейтерия превышает концентрацию водорода и достигает постоянного значения (24%) при глубинах больше 125 нм. В тонкой пленке, полученной при 400 °С, дейтерия почти нет, а концентрация водорода ~18%. Пленки толщиной несколько сотен микрон приводят к изменению спектров отражения зеркал. Нагрев зеркал способен предотвратить осаждение пленки, т.е. скорость химической эрозии превышает скорость осаждения. Однако нагрев до 350 °С приводит к химическим реакциям и модифицирует поверхность с образованием пленок оксидов, карбидов и других соединений металлов. В результате отражение от зеркал падает примерно на 20%.

## ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДА НА НАКОПЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛУЧЕННОМ ПЛАЗМОЙ БЕРИЛЛИИ

М.И. Гусева<sup>1</sup>, Л.С. Данелян<sup>1</sup>, В.В. Затёкин<sup>2</sup>, Б.Н. Колбасов<sup>1</sup>,  
В.С. Коршунов<sup>1</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГУ РНЦ «Курчатовский институт»

<sup>2</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

Бериллий рассматривается как перспективный материал для первой стенки термоядерного реактора. В пионерской работе проведено исследование влияния примеси углерода в бериллии на накопление дейтерия. Образцы бериллия экспонировались в стационарной плазме с пучково-плазменным разрядом при энергии ионов дейтерия 200 эВ и температурах 370 и 670 К. Для ионизации примеси углерода, всегда присутствующей в плазменном пучке, приповерхностная область вблизи центра мишени бомбардировалась электронным пучком. Измерения спектров резерфордского обратного рассеяния и регистрация ядер отдачи проводились на ускорителе Ван-де-Граафа НИИЯФ МГУ. На всех мишенях обнаружены различающиеся по цвету две области: центральная «бурого цвета» и периферийная «светлая». В центре мишеней концентрация дейтерия более чем в два раза превышает концентрацию на периферии. Центр мишеней обогащен углеродом до 16–18 ат% по сравнению с 4–6 ат% на периферии. Концентрация атомов кислорода на обоих участках мишеней практически одинакова, порядка 6–7 ат%. Толщины слоев одинаковы и равны 60 нм, что превышает пробег ионов дейтерия с энергией 200 эВ. Отношение атомных концентраций D/Be в центре мишеней равно 0,050 и 0,036 при температурах 370 и 670 К соответственно, и 0,020 и 0,016 на периферии при тех же температурах. В данных экспериментах в мишенях наблюдается высокая концентрация атомов протия, примерно в два раза большая, чем концентрация дейтерия. Возможно, это приводит к вытеснению атомов дейтерия. Можно сделать вывод, что осажденные на мишени атомы углерода способствуют накоплению атомов дейтерия.

# ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УСКОРЕННОЙ ГАЗОВОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ВАКУУМНОЙ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ

А.А. Ильин<sup>1)</sup>, Л.М. Петров<sup>2)</sup>, Е.А. Лукина<sup>1)</sup>, С.М. Сарычев<sup>1)</sup>,  
Ю.В. Чернышова<sup>1)</sup>, Т.В. Федорова<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Московский авиационно-технологический институт им. К.Э. Циолковского (Технический университет), Москва, Россия

<sup>2)</sup>ОАО «НИАТ»

В МАТИ-РГТУ им. К.Э. Циолковского совместно с ОАО «НИАТ» был разработан метод вакуумной ионно-плазменной обработки поверхности, позволяющий значительно интенсифицировать процесс азотирования титановых сплавов путем контролируемого взаимодействия низкотемпературной плазмы азота с поверхностью обрабатываемой детали. Данный метод позволяет снизить температуру процесса до 500-600<sup>0</sup>С, а продолжительность поверхностной обработки до 1 часа. С целью полной реализации преимуществ ионно-плазменного азотирования в данной работе исследовано влияние технологических параметров процесса на формирование структуры поверхностных слоев, а также изучены триботехнические и коррозионные свойства после поверхностной обработки.

Исследования проводились на титановом сплаве ВТ20. Азотирование осуществлялось в модернизированной установке «Булат» в смеси газов азота и аргона при различных температурах и при электрическом потенциале 50 В. Перед напуском смеси газов в камере создавали вакуум не хуже  $3 \times 10^{-3}$  Па.

Показано, что температура и время выдержки оказывают существенное влияние на качество поверхности после ионно-вакуумного азотирования. При температурах выше 550<sup>0</sup>С и временах выдержки, не превышающих 60 минут, образуется плотная беспористая нитридная пленка ( $Ti_2N+TiN$ ), которая не приводит к изменению шероховатости поверхности. Повышение температуры ионно-вакуумного азотирования до 600<sup>0</sup>С приводит к появлению в нитридном слое отдельных мелких пор, размер которых при продолжительности обработки до 30 минут не превышает 0,5 мкм. Увеличение времени выдержки или дальнейшее повышение температуры азотирования до 700-800<sup>0</sup>С вызывает как увеличение количества пор и их размера, так и шероховатости поверхности.

Оптимальным был признан режим азотирования при 550<sup>0</sup>С в течение 60 минут, приводящий к формированию диффузионной зоны в 28 мкм и повышению микротвердости поверхности до 5,2 Гпа при нагрузке 0,5Н. Проведение обработки по указанному режиму позволяет снизить коэффициент трения сплава ВТ20 по сверхвысокомолекулярному полиэтилену при нагрузке 2250 Н в отсутствие смазки с 0,13 до 0,03 по сравнению с исходным состоянием и повысить стойкость сплава к электрохимической коррозии в 1%-ном водном растворе NaCl.

# ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ВЫСШИХ ОКСИДОВ МОЛИБДЕНА И ВОЛЬФРАМА

Н.В. Алов, Д.М. Куцко, К.В. Бордо  
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Ионно-лучевое восстановление поверхности оксидов является перспективным высокотехнологичным способом формирования оксидных слоев заданного состава и толщины при комнатной температуре в контролируемых условиях высокого вакуума.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по ионно-лучевому восстановлению поверхности оксидов  $\text{MoO}_3$  и  $\text{WO}_3$ . Облучение поверхности оксидов низкоэнергетическими ионами аргона и кислорода ( $E = 1\text{--}5$  кэВ) в широком диапазоне доз ( $\Phi = 10^{15}\text{--}10^{18}$  см<sup>-2</sup>) и исследование фазового состава образующихся оксидных слоев методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводили *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ( $p = 10^{-8}$  Па) на электронном спектрометре *Leibold LHS-10*.

Анализ тонкой структуры РФЭ-спектров основных уровней  $\text{Mo } 3d$  и  $\text{W } 4f$  показывает, что в результате облучения низкоэнергетическими ионами аргона и кислорода происходит интенсивное восстановление поверхности оксидов. Степень восстановления поверхности оксидов существенным образом зависит от типа подложки и иона, дозы и энергии ионов. При облучении ионами аргона в поверхностных слоях оксида  $\text{MoO}_3$  эффективно образуются низшие оксиды  $\text{MoO}_2$  и  $\text{MoO}_x$  ( $2 < x < 3$ ), а при больших дозах наблюдается заметное увеличение количества оксида  $\text{MoO}_2$ . При облучении ионами кислорода в поверхностных слоях оксида  $\text{MoO}_3$  в основном образуются низшие оксиды  $\text{MoO}_x$  ( $2 < x < 3$ ) и лишь небольшое количество оксида  $\text{MoO}_2$ . При облучении ионами аргона в поверхностных слоях оксида  $\text{WO}_3$  образуются низшие оксиды  $\text{WO}_2$  и  $\text{WO}_x$  ( $2 < x < 3$ ), а при больших дозах наблюдается заметное увеличение количества оксида  $\text{WO}_2$ . При облучении ионами кислорода в поверхностных слоях оксида  $\text{WO}_3$  в основном образуются низшие оксиды  $\text{WO}_x$  ( $2 < x < 3$ ) и лишь небольшое количество оксида  $\text{WO}_2$ .

Результаты экспериментов по ионно-лучевому восстановлению поверхности высших оксидов молибдена и вольфрама обсуждаются в рамках феноменологической модели. В этой модели учитывается, что при облучении поверхности оксидов ионами инертного газа (аргон) происходит преимущественное распыление кислорода из поверхностных слоев и образование новых оксидных фаз. При облучении поверхности оксидов ионами химически активного газа (кислород) происходят два конкурирующих физико-химических процесса – преимущественное распыление кислорода из поверхностных слоев и образование новых оксидных фаз, с одной стороны, и окисление образующихся оксидных фаз, с другой стороны.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ РОР И РФА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНОК С ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ «МИР»

В.В. Затекин<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>1)</sup>, Л.С. Новиков<sup>1)</sup>, В.П. Петухов<sup>1)</sup>,  
В.Н. Черник<sup>1)</sup>, П.Н. Черных<sup>1)</sup>, Ю.О. Бахвалов<sup>2)</sup>, Н.Г. Александров<sup>2)</sup>, Т.Н.  
Смирнова<sup>2)</sup>

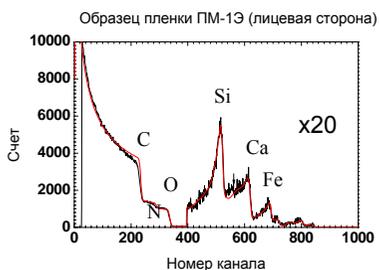
<sup>1)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>ГКНПЦ им. М. В. Хруничева, Москва, Россия

Физико-химические процессы на наружных поверхностях космических аппаратов (КА), приводят к образованию собственной внешней атмосферы (СВА). При полете взаимодействие СВА с материалами вызывает конденсацию загрязнений, которые, накапливаясь, создают слои, определяемые составом СВА. Проводившийся на орбитальной станции (ОС) «МИР» натурный эксперимент «КОМПЛАСТ», включал экспонирование различных материалов на возвращаемых панелях с последующим анализом их свойств в лабораторных условиях, в том числе и состава поверхности, что позволяет судить о составе СВА в полете.

В данной работе методами резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов He и рентгеновского флуоресцентного анализа (РФА) проведены исследования элементного состава загрязнений на полиимидных

пленках ПМ-1Э, возвращенных с ОС «МИР» после экспонирования в течение 28 и 42 месяцев. На рисунке показан спектр РОР пленки. На лицевой поверхности обнаружены загрязнения, состав которых приведен в таблице. Элементный состав полиимидной пленки  $C_{22}H_{10}O_5N_2$ .



| Элемент  | Si   | Ca   | Fe   | Cu   |
|--|------|------|------|------|
| Поверхностная плотность $10^{16}$ ат/см <sup>2</sup> | 3,26 | 0,94 | 0,15 | 0,04 |

Обратная сторона в полете была закрыта от потоков загрязнений и сохранила исходное состояние. Ее спектр не показан, поскольку в нем отсутствуют пики загрязнений. Исследования методом РФА подтвердили результаты РОР анализа и выявили наличие также К, Ti, Mn и Ni, не разрешаемых методом РОР относительно близких по массе элементов.

В докладе приводится описание методики и техники экспериментов, спектры РОР и РФА, обсуждение полученных результатов и их сравнение с известными данными, полученными ранее на других КА.

# ДИФFUЗИЯ ГЕРМАНИЯ В ДИОКСИДЕ КРЕМНИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУР КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЙ-НА- ИЗОЛЯТОРЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ПРЯМЫМ ПЕРЕНОСОМ

В.П. Попов<sup>1)</sup>, И.Е. Тыщенко<sup>1)</sup>, М. Voelskow<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>2)</sup> Institute of Ion Beam Physics and Material Research, Dresden, Germany

Исследованы физические механизмы межфазной гетероэпитаксии на границе полупроводника и диэлектрика, имплантированного ионами. В частности, рассмотрены диффузионные процессы при формировании гетероструктур с помощью ионного синтеза на границе соединенных материалов структуры кремний-на-изоляторе (КНИ). Изучались спектры резерфордского обратного рассеяния и каналирования ионов  $\text{He}^+$  с энергией 1.7 МэВ на атомах Ge вблизи верхней и донной границ встроенной пленки  $\text{SiO}_2$  толщиной 290 нм, имплантированной ионами  $\text{Ge}^+$  с энергией 40 кэВ дозой  $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , и отсеченного слоя кремния толщиной 60 нм, после отжига в атмосфере  $\text{N}_2$  в течение 30 минут при температурах 500 – 1100 °С. Доля германия в кремнии, находящаяся в нерегулярных позициях по отношению к узловым положениям кремниевой матрицы в отсеченном слое в направлении (100), полученная из спектров РОР\К, уменьшается от 100 до 10%.

Аналогичные пики, но с концентрацией на два порядка меньшей, наблюдались на донной границе диэлектрика с кремниевой подложкой. Разница в концентрациях в диапазоне температур 700-1100 °С позволила оценить диффузионные параметры имплантированных атомов Ge в диэлектрике. Показано, что перераспределение атомов Ge с энергией активации  $E_a \leq 3.4$  эВ идет по механизму, отличному от диффузии по узловым местам атомов кремния в диоксиде с  $E_a = 5.8$  эВ /1/. Для узловых атомов германия ( $\text{Ge}_i$ ) с концентрацией  $\text{C}_i$  выполняется соотношение  $(D_i \cdot \text{C}_i) = D_i^0 \cdot \text{C}_i^0 \cdot \exp(-3.37 \text{ эВ}/kT)$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Minke M V and Jackson K A. Journ. Non-Cryst. Solids, 2005, v.351, с.2310.

## ПУЧКИ КЛАСТЕРНЫХ ИОНОВ – НОВЫЙ ИНСТРУМЕНТАРИЙ В НАНОТЕХНОЛОГИЯХ

А.А. Андреев<sup>1)</sup>, Ю.А. Ермаков<sup>2)</sup>, А.С. Патракеев<sup>2)</sup>, В.С. Черныш<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>ОАО «ТЕНЗОР», Москва, Россия

<sup>2)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В 1988 году в Экспериментальной лаборатории ионно-пучковых технологий Университета Киото под руководством профессора И. Ямады был создан ускоритель кластерных ионов газов, и были развернуты исследования по взаимодействию пучков газовых кластерных ионов с поверхностью твердых тел [1].

Кластерные ионы, содержащие от нескольких сот до несколько тысяч атомов рабочего газа, например, аргона, формируются при адиабатическом расширении газа в вакуум. В настоящее время достигаются токи пучка газовых кластерных ионов (ПГКИ) аргона порядка 1 мА, что при размере кластера в 1000 атомов соответствует току пучка атомарных ионов 1 А!

В исследованиях, выполненных за последние 5 лет, убедительно продемонстрировано, что ПГКИ представляют собой уникальный инструмент для направленной обработки и модификации поверхности различных технологических материалов. В этих работах ПГКИ успешно использовались для ионно-ассистированного осаждения многослойных покрытий, состоящих из сверхтонких (порядка нескольких нанометров) пленок различных материалов. С помощью имплантации пучков кластерных ионов была успешно реализована технология имплантации на малые глубины, что позволило создать транзистор с рекордно малыми размерами. ПГКИ применялись для травления поверхности с высокой скоростью, полировки поверхности материалов, включая металлы, диэлектрики, полупроводники и алмазы.

В работе рассматриваются физические принципы формирования пучков газовых кластерных ионов, обсуждается влияние различных параметров (исходное давление, тип газа, параметры ионизатора и т.п.) на характеристики ПГКИ.

Приводятся обзор результатов экспериментальных исследований распыления и вторичной ионной эмиссии при облучении различных материалов газовыми кластерными ионами. Обсуждаются результаты экспериментальных исследований имплантации кластерных ионов в кремний.

### ЛИТЕРАТУРА

1. I. Yamada. Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res., B99 (1995) P. 240-243.

## СТРУКТУРА И КОРРОЗИОННАЯ СТОЙКОСТЬ НИТРИДНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ХРОМА И ТИТАНА

В.В. Углов<sup>1)</sup>, В.В. Ходасевич<sup>1)</sup>, М.М. Даниленок<sup>1)</sup>, В.В. Чаевский<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Белорусский государственный технический университет, г. Минск, Беларусь

Изучены особенности изменения структуры, элементного и фазового состава, а также коррозионных свойств покрытий Cr-Ti-N в зависимости от условий их формирования.

Покрытия Cr-Ti-N синтезировались при совмещении ионно-плазменных потоков хрома и титана в остаточной атмосфере азота ( $10^{-1}$  Па). Покрытия наносились на подложку из стали Ст3 (0,2 вес.% С). Перед осаждением производилась предварительная ионная обработка подложки. Толщина покрытий в зависимости от условий осаждения составляла от 3 до 5 мкм. Изменение опорного напряжения в диапазоне 30-300 В позволяло варьировать энергию ионно-плазменного потока.

Элементный состав и пространственные распределения примесей в поверхностных слоях определялись методами рентгеноспектрального микроанализа и электронной спектроскопии. Структура и фазовый состав покрытий изучались с помощью растровой электронной микроскопии и рентгенодифракционного анализа. Коррозионные испытания проводились на основе вольтампернометрических исследований образцов с линейной разверткой потенциала  $v=0,05$ В/с в сернистой среде при комнатной температуре.

Установлено, что с ростом опорного напряжения, подаваемого на подложку во время осаждения, происходит увеличение соотношения атомной концентрации металлических компонент в покрытии. Формирование твердого раствора моонитридов CrN и TiN обнаружено для всех синтезированных покрытий. Дифракционные линии от твердого раствора занимают промежуточные положения по отношению к моонитридам. Увеличение концентрации одной из металлических компонент в покрытии приводит к смещению дифракционных линий твердого раствора в сторону соответствующего моонитрида.

Покрытия, полученные при повышенном опорном напряжении (более 200 В), имеют низкую плотность (более чем на порядок) и высокую коррозионную стойкость (более чем в 2,5 раза) по сравнению с покрытиями, полученными в отсутствие напряжения.

# ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА И РЕНТГЕНОВСКИХ КВАНТОВ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛИ 12Х18Н10Т

Е.И. Купрекова, И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, К.В. Климова  
Томский политехнический университет, Томск, Россия

Проведены исследования влияния электролитического насыщения водородом (1 М раствор  $H_2SO_4$ ,  $j = 10 \text{ mA/cm}^2$ ) и последующего облучения рентгеновскими квантами ( $E = 120 \text{ кэВ}$ ,  $I = 5 \text{ мА}$ ,  $t = 15 \text{ мин}$ ) на механические свойства аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т при деформации растяжением. Установлено, что легирование водородом исследуемой стали приводит к росту предела текучести  $\sigma_{0,1}$ , увеличению напряжения до разрушения  $\sigma_F$  и коэффициента деформационного упрочнения  $\Theta = d\sigma/d\varepsilon$ , способствует уменьшению пластичности  $\varepsilon_{пл}$  по сравнению с состоянием без водорода (рис. 1, кривые 1-3). Эффект упрочнения водородом усиливается с увеличением концентрации атомов водорода и с понижением температуры испытания до 77 К.

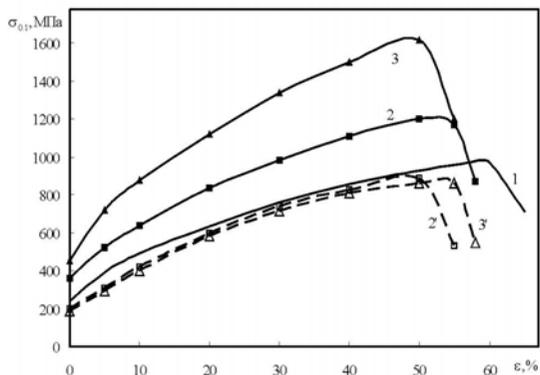


Рис. 1. Кривые течения стали 12Х18Н10Т без водорода (1), после электролитического насыщения водородом (2 – 10 час, 3 – 15 час при  $j = 10 \text{ mA/cm}^2$ ) и последующего облучения рентгеновскими квантами (2', 3')

Воздействие рентгеновского излучения приводит к тому, что механические свойства насыщенной водородом аустенитной стали 12Х18Н10Т восстанавливаются до исходных (до наводороживания) значений. При этом в кристаллах с разным содержанием атомов водорода значения  $\sigma_{0,1}$ ,  $\sigma_F$ ,  $\Theta$  и  $\varepsilon_{пл}$  оказываются близкими (рис. 1, кривые 2', 3'). Физическая причина восстановления прочностных свойств стали 12Х18Н10Т после облучения связана с возбуждением водородной подсистемы рентгеновскими квантами. Атомы водорода приобретают энергию на порядки большую по сравнению с атомами матрицы и начинают интенсивно выходить из материала.

## ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ЦИРКОНИИ ИОННО-ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ Al, Fe, Mo, Y В ПРОЦЕССЕ РОСТА $ZrO_2$ ПЛЕНКИ

Б.А. Калинин, Н.В. Волков, Е.А. Смирнов, В.В. Осипов,  
И.В. Олейников, С.Ю. Наквасин, С.Н. Тимошин  
Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия.

Коррозионная стойкость циркония в пароводяной среде определяется защитными свойствами оксидных пленок. В зависимости от состава сплава и морфологии оксидной пленки процесс миграции атомов кислорода может идти как по диффузионному механизму, так и по коротким путям за счет их проникновения по дефектам в самой оксидной пленке. В этой связи целью работы явилось изучение влияния условий ионной имплантации на рост и состояние оксидных пленок применительно к условиям эксплуатации в реакторах типа ВВЭР.

Легирование атомами Al, Fe, Mo, Y поверхности оболочек из сплавов Э110 и Э635 выполнено методом ионного перемешивания при облучении системы «многослойная пленка – подложка» пучком ионов  $Ag^+$  с широким энергетическим спектром (средняя энергия ионов в пучке 10 кэВ, интервал энергий 3,0 – 17,5 кэВ). Коррозионные испытания проведены в пароводяной среде (давление 20 Мпа, температура 350°C) в течение до 5000 ч.

Изучение состояния оксидных пленок показало, что на начальной стадии окисления на ионно-легированных образцах формируется однородная оксидная пленка с псевдомоноткристаллической структурой. При этом в начале процесса окисления активированная внедренными атомами поверхность способствует более активному взаимодействию кислорода с атомами по схеме увеличения взаимодействия с кислородом в ряду:  $Fe \Rightarrow Mo \Rightarrow Al \Rightarrow Y \Rightarrow Zr$  с образованием соединений Me-O, что и приводит к понижению уровня избыточной свободной энергии атомов, а внутренние сжимающие напряжения способствуют деформационному «втягиванию» ионов кислорода  $O^{2-}$  внутрь металла.

Обогащение внедренными атомами области, прилегающей к границе «оксид-металл», приводит к торможению процесса продвижения кислорода и, следовательно, фронта окисления в глубь металла. Установлено, что при больших временах коррозионных испытаний (более 1000 ч) происходит диффузионное перераспределение внедренных атомов по глубине оксида, образуются дополнительные максимумы их концентраций на глубинах до 3 мкм.

Таким образом, в результате комплексного ионного легирования (Al, Fe, Mo, Y) оболочек твэлов из сплавов Э110 и Э635 созданы условия образования и роста двухслойной (внешний слой – аморфный, под ним – мелкокристаллический) оксидной пленки с повышенными защитными свойствами.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ВЫСОКИХ ФЛЮЕНСАХ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов  
«МАТИ» - Российский государственный технологический  
университет, Москва, Россия

Рассматривая вопросы радиационных нарушений в материалах, производимых излучениями разной природы или ионами, отличающимися по массам и энергиям, необходимо оценивать степень первичного радиационного воздействия в производимом данным видом облучения числе  $\nu$  смещений на атом. Без учета распыления мишени ионной бомбардировкой число  $\nu$  пропорционально флюенсу облучения, сечению упругого торможения ионов в мишени  $S_n$  и обратно пропорционально пороговой энергии дефектообразования  $E_d$ , см., например, /1/. При распылении мишени устанавливается динамически равновесное состояние облучаемого поверхностного слоя, и степень радиационного воздействия определяется стационарным значением  $\nu_{ст}$ .

В настоящей работе приводятся и сравниваются между собой значения  $\nu_{ст}$ , полученные аналитически и с использованием данных моделирования с помощью программ TRIM.SP и SRIM. Конкретные оценки  $\nu_{ст}$  делаются для высокодозного облучения углеродных материалов  $\square$ онами  $Ag^+$  энергии 30 кэВ и  $N^+$  энергии 15 кэВ. В этих случаях эксперименты показывают значительные ионно-индуцированные изменения в поверхностном слое углеродных материалов, вызываемые радиационными повреждениями /2/. Найдено, что  $\nu_{ст}$  практически не зависит от сечения  $S_n$ , которое для ионов  $Ag^+$  энергии 30 кэВ более чем в три раза превышает  $S_n$  для ионов  $N^+$  энергии 15 кэВ, а определяется лишь отношением характерных глубин проникновения ионов и выхода распыленных атомов и отношением  $E_s/E_d$  – энергии связи атомов на поверхности к пороговой энергии дефектообразования /3/. Оценки показывают, что число  $\nu_{ст}$  в обоих случаях приблизительно одинаково. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте /2/ более эффективное разупорядочение стеклогуглерода ионами азота, по сравнению с ионами аргона связано не с первичной степенью радиационного воздействия, а с различием процессов динамического отжига радиационных нарушений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.:Мир, 1971. 367 с.
2. Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Виргильев Ю.С. и др. //Поверхность. 2007. № 3. С.1.
3. Андрианова Н.Н., Борисов А.М. Быстрозакаленные материалы и покрытия // Докл. 2-й Всероссийской научно-технической конференции, 17-18 ноября 2003г. М.: ИТЦ «МАТИ» - РГТУ им. К.Э.Циолковского, 2003. С.233.

## ИОННО-ПУЧКОВЫЙ АНАЛИЗ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ АЛМАЗОПОДОБНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ $nc-TiC/a-C:H$

П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин, В.С. Куликаускас  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Y. Pei, D. Vainshtein, J.Th.M. De Hosson  
Materials Science Center, University of Groningen, Netherlands

Водородосодержащие аморфные углеродные покрытия с внедренными нанокристаллическими инородными зёрнами являются предметом пристального исследования поскольку позволяют в широких пределах варьировать их функциональные свойства: твердость, сопоставимую с твердостью алмаза, упругость, низкий коэффициент трения, антикоррозионную стойкость, электрофизические параметры, и т.д. Методы ионно-пучкового анализа (ИПА) зарекомендовали себя в исследованиях водородосодержащих алмазоподобных покрытий (АПП) как наиболее надежные в диагностике и профилировании состава. Особое значение имеют возможности ИПА в исследовании содержания водорода, где эти методы не имеют конкурентов.

В докладе демонстрируются результаты проведенных исследований состава АПП типа  $nc-TiC/a-C:H$ , состоящих из аморфной гидризированной матрицы  $a-C:H$  и нанокристаллических зёрен  $TiC$ , в зависимости от условий осаждения. Предлагается метод оценки массовой плотности аморфной матрицы. Полученные данные позволяют оценить соотношение долей алмазоподобной  $sp^3$ - и графитоподобной  $sp^2$ -связей в зависимости от содержания водорода в АПП.

НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ В СИСТЕМЕ «ТОНКАЯ  
МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ПЛЕНКА-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОДЛОЖКА»  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА  
НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В.С. Ковивчак<sup>1,2)</sup>, Т.В. Панова<sup>1)</sup>, Р.Б. Бурлаков<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Омский государственный университет, г. Омск, Россия

<sup>2)</sup> Омский филиал института физики полупроводников СО РАН,  
г. Омск, Россия

В настоящее время исследования систем наночастиц имеют огромное значение как с точки зрения фундаментальной, так и прикладной наук из-за уникальных свойств, которые отличаются от свойств объемного материала. Металлические наночастицы ряда переходных металлов (Ni, Co, Fe, Au) используются при каталитическом выращивании углеродных нанотрубок и кремниевых нанопроволок. Для получения наночастиц существует довольно много методов: химическое восстановление, лазерная абляция, термическое напыление, ионное внедрение, термический отжиг.

В настоящей работе исследуется возможность получения металлических наночастиц и их конгломератов путем воздействия мощного ионного пучка (МИП) наносекундной длительности на систему «тонкая металлическая пленка – диэлектрическая подложка». В качестве объектов исследования были выбраны тонкие пленки Al, Ag, Ni, Ti, Cr, нанесенные на подложки из кварца и натрий-силикатного стекла. Толщина пленок, нанесенных методом термовакuumного испарения, варьировалась от 20 до 200 нм. Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным (30% H<sup>+</sup> и 70% C<sup>+</sup>) пучком с энергией ~ 300 кэВ, средней плотностью тока до 150 А/см<sup>2</sup> и длительностью 60 нс. В экспериментах варьировались как толщина пленок, так и режимы облучения (плотность тока, число импульсов облучения). Установлено, что облучение указанных систем МИП с плотностью тока, обеспечивающей плавление тонкой металлической пленки, приводит к образованию разрывов в пленке, вызванных несмачиванием подложки расплавом, с последующим формированием наноразмерных капель под действием сил поверхностного натяжения. Показано, что на образование наночастиц и их конгломератов существенное влияние оказывают не только физические и термодинамические свойства исследуемых металлов, но и адгезия тонкой металлической пленки к диэлектрической подложке, а также тенденция металла к формированию оксида. Приведены распределения по размерам металлических наночастиц, образующихся при воздействии МИП.

## ПОВРЕЖДЕНИЕ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ПРОТОН-УГЛЕРОДНОГО ПУЧКА

В.С. Ковивчак<sup>1,2)</sup>, Т.В. Панова<sup>1)</sup>, Р.Б. Бурлаков<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Омский государственный университет, г. Омск, Россия

<sup>2)</sup> Омский филиал института физики полупроводников СО РАН,  
г. Омск, Россия

Нелинейно-оптические волноводные материалы, такие как  $\text{LiNbO}_3$  с внедренными наночастицами меди, относятся к классу перспективных материалов для оптических устройств фемтосекундного диапазона благодаря эффектам электромагнитного поля, связанным с поверхностным плазменным резонансом в наночастицах. Ионная имплантация позволяет вводить такие элементы, которые не смешиваются с материалом подложки при использовании других методов [1]. Перспективным методом получения металлических наночастиц в поверхностных слоях диэлектрика является воздействие мощного ионного пучка (МИП) наносекундной длительности на тонкую металлическую пленку, нанесенную на подложку  $\text{LiNbO}_3$ . Однако  $\text{LiNbO}_3$  является хорошим пьезоэлектриком и имеет очень высокую чувствительность к воздействию пучков ионов частиц и температурных полей.

В настоящей работе исследуется повреждение приповерхностных слоев  $\text{LiNbO}_3$  при воздействии МИП. В качестве объектов исследования были выбраны пластины  $\text{LiNbO}_3$   $10 \times 10 \times 0,5$  мм<sup>3</sup> различных срезов, как с тонкопленочным металлическим покрытием (Cu), так и без него. Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным (30%  $\text{H}^+$  и 70%  $\text{C}^+$ ) пучком с энергией  $\sim 300$  кэВ, средней плотностью тока вплоть до  $150$  А/см<sup>2</sup> и длительностью 60 нс. В экспериментах варьировались так толщина металлической тонкой пленки, так и режимы воздействия – средняя плотность тока пучка и число импульсов облучения. Установлено, что однократное облучение МИП с средней плотностью  $> 30$  А/см<sup>2</sup> приводит к появлению трещин на поверхности  $\text{LiNbO}_3$ . При увеличении числа импульсов облучения наблюдается снижение средней плотности тока, при которой наблюдается появление поверхностных трещин в  $\text{LiNbO}_3$ . Наблюдаемые повреждения объяснены с учетом дополнительных напряжений, связанных с пьезоэлектрическими свойствами  $\text{LiNbO}_3$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Плаксин О.А., Кишимото Н., // Физика твердого тела. 2006, т. 48, вып. 10, с. 1820.

## РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ СИСТЕМ, ОБЛУЧЕННЫХ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ

Т.В. Панова<sup>1)</sup>, В.С. Ковивчак<sup>1,2)</sup>, В.И. Блинов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Омский государственный университет, г. Омск, Россия

<sup>2)</sup> Омский филиал института физики полупроводников СО РАН, г. Омск, Россия

Одним из основных результатов воздействия на материалы концентрированных потоков энергии, к числу которых относится мощный ионный пучок (МИП), является изменение температуры поверхности обрабатываемых тел. В зависимости от условий обработки и теплофизических свойств этих материалов могут быть реализованы поверхностное упрочнение, отжиг, легирование и т.д. Характер нагрева, определяющийся скоростями изменения температуры, температурных градиентов и другими параметрами процесса, оказывается различным в зависимости от свойств вещества и условий обработки. Изучение тепловых явлений, развивающихся в материалах при воздействии МИП, позволит определить эффективные технологические процессы, сформулировать основные требования к энергетическим характеристикам МИП, определить оптимальные режимы воздействия. Одной из возможностей экспериментального изучения теплового воздействия МИП является исследование материалов с покрытием после его перемешивания мощным ионным пучком.

Целью настоящей работы являлось рентгенографическое исследование двухслойных металлических систем, подвергнутых высокоскоростному нагреву мощным ионным пучком. Обработка образцов протон-углеродным пучком проводилась на ускорителе «Темп». Рентгенографический анализ проводился с использованием дифрактометра «Дрон-3М» на трубке с Ст-анодом, что позволяло исследовать более тонкие слои, модифицированные ионным пучком. В качестве объектов исследования были выбраны алюминий с никелевым покрытием, медь с никелевым покрытием и сталь-20 с углеродным покрытием. Предварительный анализ показал, что например, в низколегированной углеродистой стали -20 с покрытием из углерода, несмотря на использование режимов облучения, приводящих к расплавлению поверхностного слоя стали, не происходит насыщения кристаллической решетки феррита углеродом из покрытия и ее превращения в аустенит. Практически весь углерод покрытия перешел в карбидную фазу, что привело к упрочнению стали-20. Анализ исследуемых объектов проводится с учетом теплофизических характеристик матрицы и покрытия.

# РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ В КРЕМНИИ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКАМИ ИОНОВ АЗОТА И АРГОНА

В.В. Сдобняков, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов  
Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Ранее [1] было обнаружено существенное изменение свойств азотированного слоя при облучении ионами аргона обратной стороны пластин кремния толщиной 600 мкм при 500 С с энергией 40 кэВ и дозой  $\sim 10^{17}$  см<sup>-2</sup> и предложена модель этого эффекта, согласно которой на азотированный слой воздействуют акустические гиперзвуковые импульсы давления, излучаемые в результате скачкообразной эволюции дислокационной сетки под облученным аргоном слоем кремния и взрыва блистеров аргона. Представляло интерес более подробное изучение свойств азотированных слоёв кремния при облучении ионами аргона в интервале доз  $10^{16}$ - $10^{17}$  см<sup>-2</sup>, а также влияние температуры имплантации Ag<sup>+</sup>. Для лучшего понимания природы эффекта – проведение экспериментов с частичной экранировкой образцов кремния при облучении аргоном, воздействием на обратную сторону пластин кремния вместо аргона ионами других элементов с иным характером модификации поверхности кремния.

В результате проведенных исследований показано, что стимулирование реакции взаимодействия кремния с азотом происходит при последовательном облучении кремниевой пластины встречными пучками ионов азота и аргона в узком интервале доз  $\Phi_{Ag}=(8-10) \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. При этом разрушаются центры кристаллизации сформированного нитрида кремния, а ионно-синтезированные слои Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> сохраняются в аморфном состоянии. По крайней мере, до температуры отжига 1100 С° не происходит связанного с кристаллизацией растрескивания слоёв и ухудшения их изолирующих свойств. Отсутствие заметных изменений свойств ионно-синтезированного слоя нитрида кремния при последовательном облучении встречными по отношению к пучку ионов азота ионами неона или кремния, в отличие от ионов аргона, позволяет утверждать, что предполагавшийся ранее вклад скачкообразного изменения сетки дислокаций, формирующейся в области торможения ионов аргона, не является существенным. Основной вклад оказывают акустические импульсы от взрыва блистеров аргона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Демидов Е.С., Карзанов В.В., Марков К.А., Сдобняков В.В. // ЖЭТФ, 2001, Т.120, вып. 3(9), С. 637–649.
2. Bruel M. // Electron.Lett. 1995, v. 31, p. 1201.

# АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ЭНЕРГИИ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ Fe-Cr НА ПРОЦЕССЫ РИС ПОСЛЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, М.И. Захарова, Н.П. Соловьёв  
ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, г. Обнинск, Россия

При изучении концентрационной зависимости сегрегации хрома вблизи поверхности после облучения сплавов Fe-Cr ионами  $He^+$  нами было показано /1/, что процесс сегрегации вероятнее всего обусловлен миграцией атомов Cr по междоузельному механизму с более высокой скоростью по сравнению с атомами Fe.

Известно /2/, что в окк-сплавах замещения, легированных над-размерными атомами примеси, например, в сплавах Fe-Cr, в которых объёмный размерный фактор для Cr составляет + 4,36%, возможно образование стабильных смешанных гантелей Fe-Cr, ориентированных вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ , с высокими положительными значениями энергии связи. Как следствие, в этих сплавах может происходить миграция примесных атомов Cr к поверхности по междоузельному механизму, причем смешанные гантели могут иметь более высокую диффузионную подвижность, чем гантели, состоящие из собственных междоузельных атомов Fe. Вероятность образования гантелей разного типа зависит от концентрации атомов растворенных элементов, энергии взаимодействия между ними и атомами матрицы и соответствующей структуры сплава.

В настоящей работе представлены результаты исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии сегрегации Cr вблизи свободной поверхности сплавов Fe-(9, 11, 13) ат.% Cr после облучения ионами  $He^+$  с энергией 30 кэВ при температуре 450°C флюенсами в интервале от  $1 \times 10^{19}$  до  $1 \times 10^{21}$  ион/ $m^2$ , а также результаты изменений зависимости модулей нормальной упругости этих сплавов, характеризующих энергию межатомного взаимодействия, от концентрации Cr.

Сделаны оценки степени сегрегации Cr в зависимости от дозы облучения и его содержания в данных сплавах. Установлена корреляция между концентрационной зависимостью величины поверхностной сегрегации хрома, характером соответствующего изменения модулей упругости и состояния упорядочения в твердых растворах Fe-Cr в зависимости от концентрации Cr.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лысова Г.В., Биржевой Г.А., Захарова М.И. // Поверхность. Рентген., синхротрон., нейтрон. Исслед., 2006, № 3, с. 23.
2. Vincent E., Vecquart B.C., Domain C. // J. Nucl. Mater. 2006, v.359, №3, p.227.

АСМ-ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ  
ПЛЕНОК  $\text{Al}_2\text{O}_3$  И НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР  
 $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

М.А. Кудряшов, А.И. Белов, А.Н. Михайлов, А.В. Ершов,  
Д.И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Россия

Ионная имплантация кремния в оксидные слои с последующим отжигом дает возможность формировать структуры типа «нанокристаллы Si в диэлектрической матрице», обладающие способностью к люминесценции за счет квантово-размерного эффекта. При этом интенсивность люминесценции можно повышать с помощью ионного легирования донорной примесью. Эти системы перспективны для применения в нано- и оптоэлектронике. Наряду с изучением люминесцентных свойств ионно-синтезированных оксидов представляет интерес исследование влияния облучения и отжига на морфологию их поверхности.

Пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (150 нм) и многослойные нанопериодические структуры (МНС)  $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  (3/7 нм, 17 слоев) были получены осаждением на подложки кремния путем электронно-лучевого испарения. Внедрение ионов  $\text{Si}^+$  с  $E = 100$  кэВ и дозами от  $3 \cdot 10^{16}$  до  $3 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-2}$  проводилось на ускорителе ИЛУ-200. Облучение  $\text{Sb}^+$  с дозами  $2 \cdot 10^{13}$  –  $6 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  осуществлялось на частотно-импульсном имплантере «Радуга-3» при ускоряющем напряжении 70 кВ. Отжиг образцов проводился в осушенном азоте при  $T = 500\text{-}1100$  °С (2 часа). Морфология поверхности образцов изучалась на сканирующем зондовом микроскопе «Solver Pro» (NTM-MDT) в неконтактном режиме.

Исходные однослойные пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  как до, так и после отжига не имели каких либо особенностей рельефа. Облученные же ионами  $\text{Si}^+$  пленки (до и после отжигов) характеризуются наличием холмиков (диаметром 1-2 мкм) высотой 0.1-0.3 мкм и плотностью до  $5 \cdot 10^7$   $\text{см}^{-2}$ . Форма холмиков и присутствие в них кратеров дают основание предположить, что они представляют собой вскрывшиеся кислородные блистеры, образованные в результате частичной диссоциации  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

МНС  $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  до и после отжига (при температурах не выше 900 °С) имели неровности высотой 1.4-3.7 нм с латеральными размерами 50-100 нм и плотностью  $\sim 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$ . Облучение  $\text{Sb}^+$  (без последующего отжига) в большинстве случаев слабо влияет на рельеф. Однако в образцах с дозой  $6 \cdot 10^{14}$   $\text{Sb}^+/\text{см}^2$  и выше, отожженных при 900 и 1100 °С, высота неровностей существенно больше (20-40 нм), а их поверхностная плотность на 1-2 порядка ниже. По-видимому, в этих режимах имеет место коалесценция кластеров, возможно, включающих атомы сурьмы. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости тщательного выбора условий имплантации и отжига при ионно-лучевой модификации оксидных пленок.

# ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ БИНАРНЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг, В.А. Шумилин  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

При определенных режимах воздействия импульсными пучками заряженных частиц на поверхности обрабатываемых материалов формируется расплав, скорость затвердевания которого может иметь значения, сопоставимые со скоростью распространения концентрационных возмущений  $V_1$  и скоростью выравнивания градиента концентрации  $V_2$ . В этом случае процесс кристаллизации протекает в локально-неравновесных условиях. Перекристаллизация приводит к изменению структуры, и как следствие, физических и механических свойств приповерхностных слоев облученного материала. В данной работе проанализировано влияние пространственно-временной нелокальности на явления массопереноса в жидкой фазе при высокоскоростной кристаллизации бинарных металлических систем. Отклонение процесса массопереноса от локально равновесного при высокоскоростном затвердевании учитывается путем введения эффективного коэффициента диффузии, зависящего от скорости движения фронта кристаллизации и скоростей  $V_1$  и  $V_2$ . Предсказывается диффузионный режим затвердевания с разделением примеси на межфазной границе при любой скорости движения фронта кристаллизации. В рамках гипотезы маргинальной устойчивости проведена оценка размеров дендритной структуры в зависимости от физических констант модели и параметров процесса кристаллизации (температурного и концентрационного градиентов, диффузионных скоростей, величины поверхностного натяжения межфазной границы, от полного переохлаждения на границе раздела фаз). Выявлено, что размер микроструктуры увеличивается с ростом градиента температуры со стороны жидкой фазы при прочих равных условиях. Подобное действие оказывает увеличение поверхностного натяжения и коэффициента диффузии в объеме жидкости, однако рост градиента концентрации перед движущимся фронтом затвердевания приводит к уменьшению размеров структуры. Сложный характер зависимости размера микроструктуры предсказывается от скорости движения фронта затвердевания, термического и концентрационного переохлаждения на границе раздела фаз. При малых скоростях затвердевания ( $V < V_1$ ) пространственная нелокальность практически не оказывает влияния на размеры дендритов (ячеек), но в интервале скоростей  $V > 3$  м/с (при  $V_1 = 5$  м/с) или  $V > 6$  м/с (при  $V_1 = 10$  м/с) предсказываемые значения начинают резко отличаться от величин, оцененных в рамках локально-равновесной или локально неравновесной во времени теорий.

# ФОРМИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ВНЕДРЕЯЕМЫХ ИОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Т.В. Вахний<sup>1)</sup>, Г.А. Вершинин<sup>1)</sup>, И.А. Божко<sup>2)</sup>, И.А. Курзина<sup>2)</sup>,  
Ю.П. Шаркеев<sup>2)</sup>, Т.С. Грекова<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Омский государственный университет, г. Омск, Россия,

<sup>2)</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск

Объектами исследования в данной работе являлись технически чистые поликристаллический никель, титан марки ВТ1-0 и  $\alpha$ -железо, имплантированные высокоинтенсивным пучком ионов алюминия источника «Радуга-5». Отличительная особенность источника «Радуга-5» связана с возможностью импульсно-периодического (с частотой до 200 имп/с) формирования немонохроматического пучка ионов с энергией до 120 кэВ и током до 2А, что позволяет с высокой скоростью набирать дозы имплантируемых металлических ионов, разогревать мишени ионным пучком до необходимой температуры и, тем самым, модифицировать слои толщиной до нескольких микрометров, синтезируя интерметаллидные фазы в нанокристаллическом и субнанокристаллическом состояниях. Интерметаллидные фазы представляют собой уникальный класс материалов, которые обладают хорошей пластичностью, сохраняют упорядоченную структуру вплоть до температуры плавления и характеризуются высокими механическими свойствами. Элементный анализ облученных образцов показал, что для режима высокоинтенсивной ионной имплантации (с дозами до  $2,2 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>) глубина внедрения легирующей примеси многократно превосходит максимальный проективный пробег ионов алюминия с энергией 120 кэВ в исследуемых материалах. Образцы различаются также формой концентрационных профилей алюминия. В случае железа и никеля максимальная концентрация легирующего элемента приходится на саму поверхность. Для титана при времени обработки 12 мин максимум локализован на глубине 135-140 нм от поверхности, а при увеличении времени обработки до 60 мин максимум концентрационного профиля, имеющего немонотонный вид, сдвигается на глубину до 500 нм. Для интерпретации наблюдаемых закономерностей массопереноса использована ранее предложенная соавторами физическая модель, в которой наряду с учётом прямой объёмной диффузии от облучаемой поверхности учитывается диффузия по мигрирующим границам зерен, взаимодействующим с внедряемой примесью. Вклад объёмной диффузии для полиэнергетического ионного пучка представляется в виде интеграла по энергии от произведения двух функций, одна из которых описывает распределение ионов по энергии в пучке, а вторая – профиль внедрения ионов моноэнергетическим пучком. Последняя определяется из решения уравнения термодиффузии с учетом распыления поверхности. Модель претендует на качественное описание наблюдаемых закономерностей.

## МОДИФИЦИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПОСРЕДСТВОМ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ И ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТОК

С.Н. Поворознюк<sup>1)</sup>, П.Б. Гринберг<sup>2)</sup>, К.Н. Полещенко<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Омский филиал ИФП СО РАН, г. Омск, Россия

<sup>2)</sup>ФГУП «Омский НИИД», г. Омск, Россия

<sup>3)</sup>Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Ионная имплантация и нанесение тонких ионно-плазменных покрытий зарекомендовали себя в качестве эффективных методов упрочнения и химической защиты поверхностных слоев различных материалов. Перспективным является сочетание данных методов.

Отличительными особенностями титановых сплавов являются хорошие механические свойства, в частности, высокая удельная прочность, малая плотность, отличная коррозионная стойкость. В связи с этим данные материалы широко применяются в изделиях авиационной техники. Для изделий авиационной техники актуальной проблемой является фреттинг-коррозия, которая представляет собой процесс коррозионно-механического изнашивания в условиях малых циклических перемещений контактных поверхностей. Анализ основных эксплуатационных дефектов в отечественных и зарубежных двигателях показывает, что износ от фреттинг-коррозии достигает 60% причин выхода из строя авиационных двигателей. В данной работе нанесение ионно-плазменных покрытий разного состава на образцы из сплава ВТ8 было выполнено методом КИБ на установке ННВ6. Для осуществления ионной имплантации был использован источник на основе разряда Пеннинга, позволяющий формировать газовые и газометаллические пучки различных ионов. С применением специальных трибологических стенов исследовались износостойкость и коэффициент трения. Также было оценено изменение величины микротвердости. Для исследования коррозионной стойкости использовался потенциодинамический метод. Для изучения структурных превращений и изменения напряженного состояния был использован рентгеноструктурный анализ. Полученные результаты показали, что наилучшим комплексом характеристик обладают титановые сплавы с покрытием из нитрида титана и последующей ионной имплантацией. Для данного варианта характерна наибольшая износостойкость и твердость. При повышении твердости уменьшается взаимное внедрение деталей, снижается размер продуктов износа и интенсивность изнашивания. Тот факт, что наряду с этим образцы, модифицированные подобным образом, имеют высокий коэффициент трения, является при фреттинг-коррозии положительным моментом, так как способствует снижению частоты и амплитуды относительных перемещений в трибосопрежении.

## ПОВРЕЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ БЕРИЛЛИЯ В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Д.В. Постников<sup>1)</sup>, А.В. Гулькин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Омский государственный технический университет,  
Омск, Россия

<sup>2)</sup> Институт атомной энергии НЯЦ РК, г. Курчатов, Казахстан

Анализ свойств кандидатных материалов для первой стенки реактора типа ТОКОМАК (бериллий, графит, вольфрам) показывает, что наиболее предпочтительным материалом для покрытий первой стенки является бериллий. В настоящее время разработан макет первой стенки, представляющий собой фрагмент первой стенки – бланкета реактора ИТЭР. Предложено изготовить макет в виде трехслойной конструкции из бериллия марки ТПП-56, медного сплава (бериллиевая бронза марки С17510) и нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т. Исследование поведения бериллия и других материалов макета первой стенки в условиях радиационного и термического воздействия проводят с применением сильноточных пучков заряженных частиц. Одной из установок позволяющей проводить такие исследования является сильноточный ускоритель электронов ГСЭП-3 (г. Курчатов). Исследования проводились на образцах, различающихся формой и размером, а также наличием или отсутствием кристаллографической текстуры. Воздействие сильноточным электронным пучком на поверхность всех трех типов бериллиевых поверхностей (без текстуры; с осевой текстурой, параллельной поверхности; с осевой текстурой, перпендикулярной поверхности) осуществлялось при ускоряющем напряжении 520 кВ; энергия, накапливаемая генератором импульсов около 14кДж; длительность импульса 3 мкс. По результатам испытаний обнаружены заметные различия в степени и характере повреждаемости облученных поверхностей: на поверхности без текстуры наблюдались в основном следы сильного оплавления, на поверхности, параллельной оси текстуры, образование сетки глубоких, примерно до 2 мм, трещин, а на поверхности, перпендикулярной оси текстуры, образование отдельных менее глубоких трещин.

Для определения причин образования трещин на поверхности бериллиевых образцов проведены расчеты динамического распределения температуры. На основе температурных расчетов рассчитано распределение термических напряжений, вызванных неравномерным распределением температуры. Обнаруженные различия в повреждаемости поверхности были объяснены тем, что при облучении текстурированного бериллия, возникают напряжения, вызванные различными коэффициентами линейного расширения в разных направлениях по отношению к оси текстуры. Исходя из этого, можно предположить, что наиболее предпочтительным материалом первой стенки установок ТОКАМАК является бериллий, обладающий наиболее изотропными свойствами.

## ДИФФУЗИЯ ИМПЛАНТИРОВАННОГО НАТРИЯ В КИСЛОРОДНОМ КРЕМНИИ

В.М. Король<sup>1)</sup>, С.А. Веденяпин<sup>1)</sup>, А.В. Заставной<sup>1)</sup>, V. Ovchinnikov<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>НИИ Физики при ЮФУ, г. Ростов–на–Дону, Россия

<sup>2)</sup>Helsinki University of Technology, Helsinki, Finland

Как сообщалось ранее [1–2] имплантированные в зонноплавленнный (ЗП) кремний атомы натрия проявляют донорные свойства и имеют высокую подвижность. Такие свойства примеси даже несмотря на малый коэффициент её использования могут быть привлекательными при решении ряда задач дефектно–примесной инженерии, которой в последние годы уделяют всё большее внимание. Отметим только разработку радиационно–стойких детекторов для большого коллайдера в Швейцарии [3–4]. Настоящий доклад посвящен изучению диффузии натрия в Si с повышенным содержанием кислорода. Из–за низкой концентрации атомов натрия, диффундирующих вглубь, проведение подобной работы ранее затруднялось отсутствием промышленного кремния с высоким  $\rho$  ( $\geq 1$  кОм·см) и, одновременно, высокой концентрацией кислорода. Сравнительно недавно такая технология была создана за рубежом.

Использовался p–Si, выращенный методом Чохральского в магнитном поле (MCz). Промышленная пластины (100) такого Si (525 мкм, В,  $\rho > 1$  кОм см, концентрация  $O_2 < 10$  ppm, изготовитель – Okmetic Oy, Финляндия) разделялась на квадраты (7,5x7,5 мм<sup>2</sup>), которые подвергались имплантации (50 кэВ,  $1,5 \cdot 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup>). Разгонка примеси проводилась в течение 30 мин в воздухе или Ar (800<sup>o</sup> и выше). Коэффициент диффузии Na рассчитывался по измеренной глубине n–p–перехода и по профилю распределения свободных электронов в легированном слое. Для параметров диффузии получены следующие средние значения:  $E_a \cong 1,6$  эВ (на 0,3 эВ выше, чем в ЗП–Si),  $D_0 \cong 0,6$  см<sup>2</sup>/с (это существенно выше, чем  $D_0$  в ЗП–Si  $\cong 0,015$  см<sup>2</sup>/с). Обсуждаются трудности нахождения точных значений диффузионных параметров, обусловленные специфическими особенностями поведения имплантированного натрия. Вместе с тем, полученные данные о диффузионном поведении Na в кислородном Si могут быть весьма полезными для практических приложений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Король В.М. // Поверхность. 2005. № 1. С. 105.
2. Король В.М., Заставной А.В. // Поверхность. 2001. № 5. С. 74.
3. Harkonen J, Tuovinen E. et al. // Physica Scripta. 2004. V. T114. P.
4. Fretwurst E., Adey J. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 2005. V. A 552. P. 7.

## ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

П.В. Серба<sup>1)</sup>, В.С. Малышевский<sup>2)</sup>, Ю.Ф. Блинов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Технологический институт Южного федерального университета,  
г. Таганрог, Россия

<sup>2)</sup>Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Пучки малозарядных ионов широко используются при формировании микроэлектронных приборов, модификации поверхности твердого тела и анализе материалов. При взаимодействии медленных многозарядных ионов с поверхностью твердого тела высвобождается высокая энергия нейтрализации в течение очень короткого времени (несколько фемтосекунд). Энергия выделяется в области, размером в несколько нанометров с интенсивностью  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сильное электрическое поле многозарядного иона, приближающегося к поверхности диэлектрика, приводит к формированию растянутой метастабильной приповерхностной области, в которой спонтанно могут возникнуть образующие перколяционный кластер каверны, что приводит к разрушению этой области (взрывная эрозия). В недавних экспериментах по воздействию медленных многозарядных ионов на поверхности некоторых диэлектриков обнаружено резкое увеличение числа распыленных ионов в зависимости от заряда иона. Эти особенности позволяют формировать модифицированные области твердого тела в нанометровом диапазоне. Возможные направления использования многозарядных ионов следующие: потенциальные технологические применения, проекционная рентгеновская микроскопия, распыление твердых тел, анализ материалов, фрагментация молекул, одноионная имплантация в твердое тело для создания элементов квантовых компьютеров, наноструктурирование, литография многозарядными ионами, прохождение многозарядных ионов через нанокапилляры

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-08-00245а)

# ВЛИЯНИЕ ТИПА И КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ НА ДИНАМИКУ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ КРЕМНИЯ, ИНДУЦИРУЕМЫХ НИЗКОИНТЕНСИВНЫМ БЕТА-ОБЛУЧЕНИЕМ

А.А. Дмитриевский, Ю.И. Головин, Н.Ю. Сучкова, В.М. Васюков  
Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,  
г. Тамбов, Россия

Наблюдаемые при низкоинтенсивном облучении немонотонные зависимости изменений механических характеристик ряда материалов /1,2/ до сих пор не находят удовлетворительного объяснения. Причиной этому является отсутствие информации о промежуточных стадиях преобразования подсистемы радиационных дефектов (РД), ответственных за наблюдаемые изменения микротвердости  $H$ . Следует ожидать, что на динамику таких преобразований будет оказывать влияние тип и концентрация легирующей примеси. В соответствии с этим, целью настоящей работы являлась идентификация радиационных дефектов, доминирующих на разных стадиях низкоинтенсивного облучения, а также выявление влияния типа и концентрации легирующей примеси на динамику преобразования подсистемы радиационных дефектов кремния.

В работе исследовались образцы кремния с примесями Р, Sb, В. Концентрации примесей варьировались в широких пределах. В качестве источника излучения использовался препарат на основе  $^{90}\text{Y}$ - $^{90}\text{Sr}$ .

Результаты, полученные независимыми взаимодополняющими методами (изохронный отжиг, исследование зависимости скорости изменения  $H$  от интенсивности облучения, а также DLTS), позволили из всего многообразия РД кремния выбрать несколько ( $\text{V}_2\text{-O-C}$ ;  $\text{V}_2$ ;  $\text{V-O}$ ;  $\text{V-B}$ ), ответственных за наблюдаемые пики разупрочнения.

Обнаружено, что зависимости микротвердости от времени облучения для кристаллов n-Si и p-Si (при равных концентрациях Р и В) идентичны, тогда как увеличение ковалентного радиуса донорной примеси ( $\text{P} \rightarrow \text{Sb}$ ) приводит к увеличению скорости накопления указанных РД. Повышение концентрации как донорной, так и акцепторной примеси приводит к обратному результату, что, по-видимому, связано с увеличением «оттока» генерируемых облучением вакансий на примесь (Р, В). Таким образом, тип и концентрация легирующей примеси оказывают заметное влияние на динамику формирования вторичных РД, ответственных за наблюдаемые изменения микротвердости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-02-96321 и № 06-02-96316).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tetelbaum D.I., Kurilchik E.V., Latisheva N.D. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 1997, № 127/128, 153.
2. Головин Ю.И., Дмитриевский А.А. и др. // ФГТ, 2006, 48, № 2, 262.

# ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ НА ПОВЕДЕНИЕ СИСТЕМЫ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ И ОТЖИГЕ

Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черноголовка, Россия

Расширена предложенная в /1/ модель быстрого отжига дефектов в тонком кристалле после облучения. В модели учитывалась обратная связь между процессами рекомбинации (в широком смысле – образование  $\square$ -ишневой  $\square$  связей, устойчивых комплексов дефектов и т.д.) и растягивающими напряжениями. Ускорение отжига напоминает тепловой взрыв (см., например, /2/). В данной работе в качестве одного из источников растягивающих напряжений в кристаллической матрице рассмотрено образование новых, более плотных фаз, возможно, с участием внедренных частиц. Дополнительно учтена деформация решетки при возникновении дефектов и бомбардировке первичными заряженными частицами. Это особенно важно для слоев с повышенной концентрацией межузельных атомов и внедренных частиц. Для этих слоев задача /1/ видоизменяется: в тех областях, где решетка сжата, энергия активации увеличена по сравнению с необлученным кристаллом и будет уменьшаться при нагреве. Тогда, как и при росте растягивающих напряжений, отжиг ускоряется. При расчетах используются результаты /3/ для распределений по глубине внедренных в кристалл кремния ионов кислорода, бора и фосфора с энергией  $\sim 100$  КэВ. Учтено, что. Согласно /3/, отжиг за время 30 мин – 1 час при температуре  $\sim 1000^\circ\text{C}$  не меняет концентрацию и распределение внедренных частиц вблизи максимума концентрации. Найдены условия ускоренного образования  $\text{SiO}_2$  в таких слоях (так называемая технология *кремний-на-изоляторе*).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Израилева Л.К., Руманов Э.Н. // Поверхность. 2007, №4 (в печати)
2. Мержанов А.Г., Барзыкин В.В., Абрамов В.Г. // Химическая физика, 1996, т.15, №6, с.3
3. Кривелевич С.А., Бачурин В.И. и др. // Поверхность. 2004, №5, с.40

# О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Б.А. Кадыров, С.Г.Бабошкин  
Ташкентский государственный технический университет,  
г. Ташкент, Узбекистан

Известно /1/, что при исследовании вторично-эмиссионных характеристик диэлектрических кристаллов, применяют различные методы устранения зарядки поверхности, среди которых часто используется наиболее простой тепловой метод.

Во многих работах измерения эмиссионных параметров диэлектрических кристаллов, проводились методом подогрева при фиксированных значениях температуры, обеспечивающей полный выход вторичных электронов в вакуум. Температура подогрева определялась по показаниям термопары, приваренной к  $\square$ ишневой коробке. В случаях же изменения параметров первичного пучка температура не корректировалась, что могло отразиться в корректности результатов измерений. В /2/ нами было установлено, что при отклонении значения температуры поверхности от температуры снятия зарядки на 5-10 °С, эмиссионные параметры изменяются на 10-20 %, а в некоторых случаях выход электронов уменьшается более значительно.

В настоящей работе, с целью уточнения возможностей метода, предложенного в /3/, исследовалось взаимодействие электронов и ионов инертных газов с поверхностью щелочно-галоидных кристаллов, в динамике изменения их температуры. Значение температуры контролировалось при самопроизвольном остывании предварительно нагретых до температуры полного снятия зарядки поверхности кристаллов, по току вторичных электронов  $I_c$ . Измерения проводились с помощью модифицированной конструкции  $\square$ ишневой коробки, обеспечивающей линейный рост температуры при подогреве.

Основные результаты сводятся к следующему. Температура снятия зарядки с поверхности кристаллов зависит от плотности тока первичного пучка электронов и ионов. Установлены закономерности снятия зарядки для номинально чистых и подвергнутых длительной электронной бомбардировке кристаллов. Для кристаллов, облученных электронами при температурах ниже температуры снятия зарядки поверхности, обнаружены эффекты, связанные с отжигаемыми электронными и дырочными дефектами. Полученные результаты обсуждаются сравнительно с данными для термостимулированных спектров дефектных щелочно-галоидных кристаллов /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шульман А.Р. Фридрихов С.А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела.- М.: Наука, 1977, с.324.
2. Кадыров Б.А., Рахимов Р.Р., Гаипов С. // Поверхность. 1992. № 4, с.61.
3. Кадыров Б.А.// Тезисы докладов IV Республиканской конференции по физической электронике. Ташкент, 2005, с. 94.

# ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ И НАНОПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ПЛЕНКИ MgO

Д.А. Ташмухамедова, Б.Е. Умирзаков, М.А. Миржалилова, Б. Мавлянов,  
И.П. Парманкулов

Ташкентский государственный технический университет, г. Ташкент,  
Узбекистан

В данной работе приводятся результаты исследований по созданию многокомпонентных наноструктур и нанопленок на основе монокристаллических (кубическая решетка) и аморфных пленок MgO. Были использованы пленки с  $d = 100 - 500 \text{ \AA}$  с хорошей стехиометрией. Сначала с использованием методов УФЭС и СУОЭ, ДБЭ и РЭМ определены параметры энергетических зон, кристаллических решеток и топографии поверхности “чистого” MgO (таблица).

## Основные характеристики тонкой пленки MgO

| Плѐнка | Структура | Толщина          | $\Phi$ , эВ | $\varphi$ , эВ | $E_g$ , эВ | $\chi$ , эВ | $a$ , $\text{\AA}$ | Степень ионности связи, % |
|--------|-----------|------------------|-------------|----------------|------------|-------------|--------------------|---------------------------|
| MgO    | аморф.    | 150 $\text{\AA}$ | 8,2         | –              | 7,2        | 1           | –                  | 75 – 80                   |
| MgO    | монокр.   | 150 $\text{\AA}$ | 8,5         | 5,1            | 7,5        | 0,8         | 4,21               |                           |

Имплантация ионов Ва в сочетании с высокотемпературным отжигом при низких дозах ( $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) приводило к формированию на поверхности MgO отдельных наноразмерных фаз металла, а при высоких дозах облучения – к сплошной однородной пленке металла с толщиной  $d = 5 - 10 \text{ \AA}$  [1]. При этом формируется переходной слой с толщиной 20 – 25  $\text{\AA}$ . В случае лазерного отжига толщина пленки Mg увеличивается до 8 – 10  $\text{\AA}$ , а глубина переходного слоя резко сужается и не превышает 5 – 10  $\text{\AA}$ . Однако при этой дозе при оптимальной плотности энергии лазерного отжига не наблюдается полной однородной кристаллизации приповерхностных слоев, особенно на границе Mg/MgO. Дальнейший рост W приводит к испарению Mg с поверхности. Поэтому после лазерного отжига проводился кратковременный прогрев при  $T = 1000 - 1100 \text{ К}$ . Таким образом получена эпитаксиальная система типа Mg – MgO.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tashmukhamedova D.A., Umirzakov B.E., Tashatov A.K. Uzbek journal of physics. V.2, №1, 2000. P. 38

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА ТРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ ТИПА $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$

Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, А.К. Ташатов, В. Холмухамедова  
Ташкентский государственный технический университет,  
г. Ташкент, Узбекистан

В данной работе на основе экспериментальных данных ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии упруго отраженных электронов построена примерная энергетическая диаграмма многослойной системы  $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$  с учетом переходящего слоя (рис.).

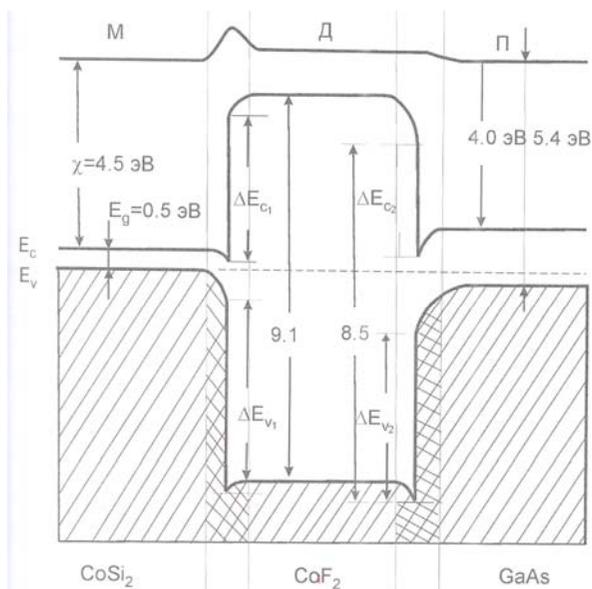


Рис. Энергетическая диаграмма многослойной системы  $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$ .

В этой системе постоянные решетки  $\text{CaF}_2$  ( $a = 5,46 \text{ \AA}$ ) и  $\text{GaAs}$  ( $a = 5,63 \text{ \AA}$ ) существенно отличаются одна от другой. Поэтому в приповерхностной области  $\text{CaF}_2$  создан переходной согласующий слой типа  $\text{Ca-Va-F}_2$ , путем имплантации ионов Ва в  $\text{CaF}_2$  с  $E_0 = 1,0$  кэВ, в сочетании с температурным прогревом до  $T \approx 1000$  К. Толщина слоя составляла  $\sim 100 - 120 \text{ \AA}$ . При этом на самой поверхности образуется трехкомпонентное соединение с примерным составом  $\text{Ca}_{0,6}\text{Va}_{0,4}\text{F}_2$ , постоянная решетки которого равна  $\sim 5,60 \text{ \AA}$ . С глубиной концентрация бария, и соответственно значение постоянной решетки, монотонно уменьшаются.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО РЕЗЕРФОРДОВСКОГО РАССЕЯНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ SiC, NiSb, ZnO И Cu ПОСЛЕ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ ПОЛИРОВАНИЯ

С.А. Айтхожин<sup>1)</sup>, А.С. Артёмов<sup>2)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>3)</sup>, С.Б. Фарафонов<sup>4)</sup>,  
П.Н. Черных<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> ИРЭ РАН, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ИОФРАН им. Прохорова, Москва, Россия

<sup>3)</sup> НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>4)</sup> МИСиС, Москва, Россия

В условиях механического и химико-механического полирования (ХМП) проводились испытания модифицированных суспензий на основе коллоидного аморфного кремнезема ( $\text{SiO}_2$ ) и нанодIAMONДОВ детонационного синтеза (НДА) с размером фракций 130, 60 и 3-5 нм в сравнении с микронными алмазами. Шероховатость рельефа полированных поверхностей по результатам атомно-силовой микроскопии (АСМ, Nanoscope IIIa, программа Фемтоскан) составляет в основном десятые доли нанометра и уменьшается с уменьшением размера твердых частиц и их фазового состояния. Исследование структурного совершенства приповерхностных слоев методом резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов  $\text{He}^+$  на ускорителе типа Ван-де-Грааф НИИЯФ МГУ при энергии 2,3 МэВ показало последовательное уменьшение высоты и площади пиков в высокоэнергетической части спектров, соответствующих глубине и количеству рассеивающих центров в такой же закономерности с твердофазными компонентами. Результаты приведены в таблице

| Материал      | Основа полировальной композиции | Nt, ( $10^{15}$ ) ат/см <sup>2</sup> | Шероховатость |               |
|---------------|---------------------------------|--------------------------------------|---------------|---------------|
|               |                                 |                                      | Ra, нм        | $\sigma$ , нм |
| SiC:6H (0001) | АСМ 3/2                         | 27,71                                | 1.555         | 1.992         |
| SiC:6H (0001) | АСМ 1/0                         | 19,34                                | 0.309         | 0.389         |
| SiC:6H (0001) | $\text{SiO}_2$                  | 4,89                                 | 0.321         | 0.419         |
| NiSb (0001)   | НДА, 130 нм                     | 36,45                                | 0.089         | 0.111         |
| NiSb (0001)   | НДА, 60 нм                      | 32,35                                | 0.087         | 0.1055        |
| NiSb (0001)   | НДА, 3-5 нм                     | 14,23                                | 0.098         | 0.122         |
| NiSb (0001)   | $\text{SiO}_2$                  | 13,21                                | 0.072         | 0.088         |
| ZnO (0001)    | $\text{SiO}_2$                  | 6,35                                 | 0.101         | 0.124         |
| Cu (111)      | $\text{SiO}_2$                  | 11,61                                | 0.5679        | 0.7031        |
| Cu (110)      | $\text{SiO}_2$                  | 15,51                                | -             | -             |
| Cu (100)      | $\text{SiO}_2$                  | 10,80                                | -             | -             |

Различия в минимальных значениях Nt для кристаллов, полированных коллоидным кремнеземом, объясняются разным типом и количеством ростовых дефектов.

## ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ, ЛЕГИРОВАННОЙ ЦИРКОНИЕМ И АЗОТОМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В.В. Углов<sup>1)</sup>, В.М. Анищик<sup>1)</sup>, Н.Н. Черенда<sup>1)</sup>, Е.К. Стальмошенок<sup>1)</sup>,  
В.М. Асташинский<sup>2)</sup>, А.М. Кузьмицкий<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь  
<sup>2)</sup>Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

В работе предложен комбинированный способ обработки, заключающийся в предварительном нанесении на поверхность мишени покрытия металла и последующем воздействии компрессионных плазменных потоков на систему «покрытие-подложка», что позволяет значительно повысить механические свойства и термическую стабильность обрабатываемого материала.

Обнаружено, что жидкофазное перемешивание системы «цирконий-углеродистая сталь» под действием высокоэнергетических плазменных потоков приводит к формированию модифицированного слоя толщиной 10-20 мкм. Использование химически-активного плазмообразующего газа – азота – позволяет проводить дополнительное легирование. При таком комплексном подходе структурно-фазовое состояние перемешанного слоя представляет собой твердые растворы на основе  $\alpha$ - и  $\gamma$ -железа, оксид и нитрид циркония, что обеспечивает возрастание твердости более чем в 3 раза.

В работе исследовалась термическая стабильность фазового состава и механических свойств модифицированных поверхностных слоев. Изохронный отжиг в вакууме не хуже  $10^{-3}$  Па проводился в интервале температур 200-1000°C.

С увеличением температуры отжига наблюдается рост оксида циркония. Одновременно с этим происходит распад твердого раствора на основе  $\gamma$ -железа при нагреве свыше 600°C. Твердый раствор на основе  $\alpha$ -железа и нитрид циркония ZrN остаются стабильными на всем интервале температур.

Обнаружено, что значения микротвердости стали, легированной цирконием и азотом под действием плазмы, стабильны до температуры 600°C, что отвечает характеристикам быстрорежущей стали. При температуре 800°C микротвердость снижается с 5,5 до 4,0 Гпа. В результате нагрева до 1000°C значение твердости сохраняется на уровне 2,0 Гпа, превышая более чем в 1,6 раза твердость необработанной стали, отожженной при той же температуре.

Таким образом, комбинированная ионно-плазменная обработка позволяет повысить термическую стабильность микротвердости более чем на 200°C.

Работа частично поддержана грантом БРФФИ №Т06М-193.

# ЛЕГИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ СТАЛИ ТИТАНОМ И ХРОМОМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ

В.В. Углов<sup>1)</sup>, Н.С. Тарасюк<sup>1)</sup>, В.М. Асташинский<sup>2)</sup>, А.М. Кузьмицкий<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, г. Минск, Беларусь

Проведена комплексная обработка, включающая предварительное нанесение покрытия и последующую обработку компрессионными плазменными потоками. В качестве объектов исследования были выбраны приповерхностные слои системы покрытие-подложка, где в качестве подложки была использована конструкционная низкоуглеродистая сталь 3. В качестве материала покрытия были выбраны титан и хром в следующих комбинациях: поочередное нанесение (титан/хром и хром/титан) и одновременное нанесение. Покрытия наносились методом вакуумно-дугового осаждения /1/. Плазменная обработка проводилась потоками компрессионной плазмы в остаточной атмосфере азота при плотности поглощенной энергии  $\sim 15 \text{ Дж/см}^2$  /1/. Изменения структуры, фазового и элементного состава исследовались методами рентгеноструктурного анализа, растровой электронной микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа. Измерения твердости микроиндетированием проводились методом Виккерса в диапазоне нагрузок 0,2-2,0 Н.

В результате обработки происходит расплавление и жидкофазное перемешивание компонентов подложки и покрытия, нанесенного различными способами. Результатом этого перемешивания является формирование глубоких (до 20 мкм), легированных металлом слоев, а также насыщение приповерхностной области плазмообразующим веществом – азотом. Изменение элементного состава в приповерхностных слоях приводит к формированию твердых растворов легирующих веществ (Ti, Cr, N) в  $\alpha$ - и  $\gamma$ -Fe. При этом происходит увеличение твердости в 2 раза по сравнению с необработанной сталью. Установлено, что на процессы изменения состава и свойств модифицируемых слоев основное влияние оказало перераспределение примесей в результате быстрой закалки.

Таким образом, комплексная обработка конструкционной стали, заключающаяся в предварительной конденсации на неё металлических покрытий и последующей обработке компрессионными плазменными потоками, позволяет создать глубокие легированные слои с повышенными значениями прочностных характеристик.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Углов В.В., Черенда Н.Н., Стальмошенко Е.К., Тарасюк Н.С., Кононов А.Г., Асташинский В.М., Кузьмицкий А.М., Ковязо А.В. // Вакуумная техника и технология, 2006. Т. 16, №2, с. 123-131.

# СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СИСТЕМЕ НИКЕЛЬ-КРЕМНИЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В. В. Углов<sup>1)</sup>, Ю. А. Петухов<sup>1)</sup>, В. М. Асташинский<sup>2)</sup>, Н. Т. Квасов<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Институт молекулярной и атомной физики НАНБ,  
г. Минск, Беларусь

<sup>3)</sup>Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь

Взаимодействие концентрированных потоков энергии с материалами представляет в настоящее время особый научный и практический интерес /1-2/. В данной области одним из перспективных направлений исследований является изучение воздействия высокоэнергетических плазменных потоков (ВПП) на систему «покрытие-подложка» /2/.

Исследованы особенности структурно-фазового состояния системы «кремниевая подложка-никелевое покрытие», подверженной воздействию ВПП в остаточной атмосфере азота и водорода. Покрытие никеля толщиной 4 мкм наносилось на монокристаллическую кремниевую пластину (ориентация (100)) методом безэлектролизного химического осаждения. Обработка ВПП проводилась в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии. В атмосфере водорода проводилась обработка одним импульсом, в атмосфере азота – одним импульсом и сериями из 3 импульсов. Параметры плазменного потока аналогичны описанным в работе /2/.

Обнаружено, что плазменная обработка, как в атмосфере азота, так и в атмосфере водорода при энергиях  $\sim 15$  Дж/см<sup>2</sup>, приводит к формированию слоя толщиной 10-15 мкм, содержащего компоненты подложки и покрытия. Перемешанный слой имеет дендритную структуру, формирование которой обусловлено быстрой кристаллизацией на монокристаллической подложке кремния. Обработка в атмосфере водорода обеспечивает формирование однородной дендритной структуры. В случае азота дендриты образуются в отдельных областях, размеры которых увеличиваются с возрастанием энергии и числа импульсов.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Грибков В. А., Григорьев Ф. И., Калинин Б. А., Якушин В. Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов / - М.: Круглый год, 2001, - 528 с.
2. Углов В. В., Анищик В. М., Черенда Н. Н., Стальмошенко Е. К., Асташинский В. М., А. М. Кузьмицкий. // Физика и химия обработки материалов 2005, №2. с. 36-41.

# ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ НИТРИДОВ ЦИРКОНИЯ, МОЛИБДЕНА, ТИТАНА И ХРОМА ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ОТЖИГЕ

А.К. Кулешов, В.В. Углов, В.М. Анищик, С.В. Злоцкий,  
М.М. Даниленок

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Многокомпонентные нитриды металлов позволяют в более широких пределах изменять механические свойства по сравнению с моонитридами [1]. Износостойкость твердосплавного инструмента с упрочняющими покрытиями преимущественно определяется термической стабильностью структуры и механических свойств нанесенного покрытия.

Покрытия на основе моно- и бинарных нитридов металлов Zr, Mo, Ti, Cr формировались на твердом сплаве Т15К6 при конденсации плазменной фазы одного или двух металлов в атмосфере азота при одинаковых условиях процесса осаждения. После осаждения проводился вакуумный изохронный отжиг в интервале температур 670-1270 К. Исследовано изменение фазового, элементного состава и твердости покрытий с шагом изменения температуры при отжиге от 200 до 100 К.

Одновременное совмещение плазменных потоков двух металлов позволило сформировать твердые растворы нитридов соответствующих металлов. Покрытия на основе твердых растворов нитридов обладают повышенной твердостью по отношению к моонитридам. Максимальную твердость (до 43 Гпа) имеют покрытия на основе твердых растворов нитридов (Ti-Zr)N, (Zr-Mo)N с гранцентрированной кубической структурой.

Установлено, что для нитридов металлов имеющих низкие значения энтальпии образования преимущественно формируются однофазные покрытия ZrN, TiN, твердые растворы (Ti-Zr)N, (Zr-Mo)N. В случае повышенных значений энтальпии образования нитридов металлов фазовый состав покрытий представляет собой сумму моонитридов Cr<sub>2</sub>N, Mo<sub>2</sub>N и металла или твердого раствора (Cr-Mo)<sub>2</sub>N и металлической фазы из Cr и Mo. Твердость последних уступает покрытиям с однофазной структурой.

Обнаружено, что интервал термической стабильности (фазового, элементного состава, твердости) покрытий состоящих из однофазных твердых растворов нитридов (Ti-Zr)N, (Zr-Mo)N превышает термостабильность как моонитридных покрытий, так и покрытий, состоящих из твердых растворов нитридов (Cr-Mo)<sub>2</sub>N и металлов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Uglov V.V., Anishchik V.Mkhodasevich., V.V., Prikhodko Zh.L., Zlotski S.V., Abadias G., Dub S.N. Structural characterization and mechanical properties of Ti-Zr-N coatings, deposited by vacuum arc// Surface and Coatings Technology. 2004. V. 180-181. P. 519-525.

# ЭЛЕКТРОННО-МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЖЕЛЕЗА, ПОДВЕРГНУТЫХ ВОЗДЕЙСТВИЮ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В.В. Углов, Н.Н. Черенда, А.В. Севрюк  
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Исследованы массивные образцы и фольги железа, подвергнутые воздействию компрессионных плазменных потоков (КПП), которые характеризуются малой расходимостью и большой длительностью существования импульса ( $\sim 100$  мкс), плотность энергии, поглощаемой поверхностью образца за импульс, до  $20$  Дж/см<sup>2</sup>. Фазовый и элементный состав и микроструктуру обработанных образцов изучали методами рентгеноструктурного анализа (РСА), растровой (РЭМ) и просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии.

Ранее проведенные рентгено-дифрактометрические исследования показали, что существуют особенности структурно-фазовых изменений в металлах, подвергнутых воздействию КПП [1].

Электронно-микроскопическими методами (ПЭМ и РЭМ) проведен детальный анализ особенностей формирующихся субструктур. При этом обнаружено изменение морфологии поверхности при вариации параметров обработки, таких как энергия плазменного потока и начальная температура образца. На микроструктурных неоднородностях (границах зерен и др.) обнаружено выделение (сегрегация) примеси, образующее различные примесно-дефектные состояния. Изменение концентрации примеси, внедряемой из плазмообразующего вещества, достигалось путём изменения числа импульсов плазмы. Обнаружено, что при возрастании количества примеси наблюдается переход от плоской поверхности к ячеистой структуре. Формирование последней связано с концентрационным переохлаждением в процессе кристаллизации из жидкой фазы, образованной в результате расплавления приповерхностных слоёв при воздействии высокоэнергетического плазменного потока.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Uglov V.V. etc. // V International conference plasma physics and plasma technology, Minsk, Belarus, September 18-22, 2006, P.563-566.

## КОМПЛЕКС КГ-МЕИС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ И НАНОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

П.Н. Черных, В.С. Куликаускас, Г.А. Иферов, В.С. Черныш, Н.Г. Чеченин, В.Я. Чуманов  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Для исследования поверхности и нано- и субнано-слоев в НИИЯФ МГУ был создан экспериментальный комплекс, состоящий из каскадного генератора КГ – 500 и установки МЕИС, рис. 1а, оборудованной тороидальным электростатическим анализатором с детектором, базирующимся на микроканальных пластинах и специальном позиционно-

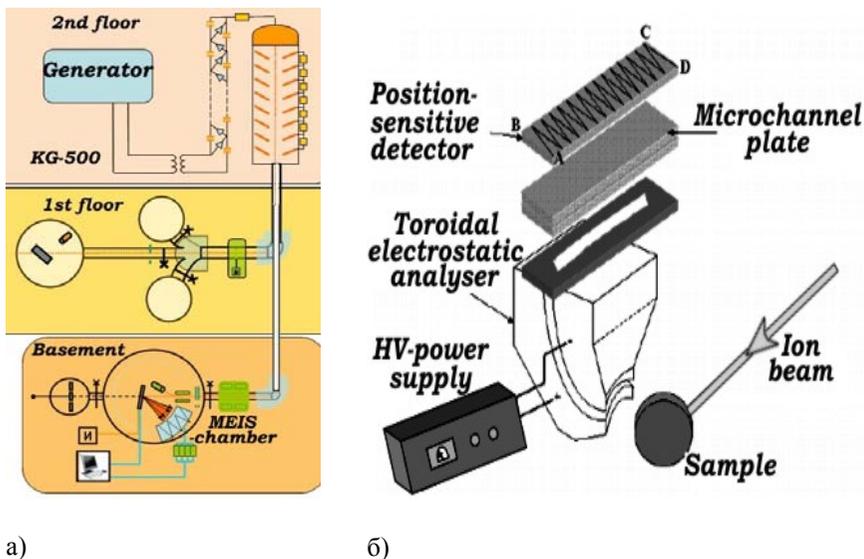


Рис. 1. КГ-МЕИС комплекс.

а) Схема линий пучка, б) Схема тороидального электростатического анализатора.

чувствительным коллекторе (рис.1б). Приводятся первые результаты, полученные на данном комплексе

# ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ГЕТЕРОКОМПОЗИЦИИ «КРЕМНИЙ НА САПФИРЕ» ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А.В. Скупов, В.Д. Скупов, С.В. Оболенский  
ФГУП «ФНПЦ НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»,  
Н.Новгород, Россия

Предложена интерпретация экспериментальных результатов /1/ по исследованию профилей распределения в «кремнии на сапфире» (КНС) с толщиной слоя кремния 0,5 мкм внедренных с энергиями 50 кэВ ионов бора и 130 кэВ ионов фосфора. Профиль бора расположен в КНС на большем расстоянии от облучаемой поверхности, чем полученный при тех же условиях, но в объемном кремнии. Для фосфора эта особенность выражена слабее. Авторы /1/ объясняют свои результаты влиянием на процесс внедрения ионов структурных дефектов эпитаксиального слоя кремния, проявляющимся в увеличении электронной тормозной способности на ~10%.

Результаты /1/ можно также объяснить усилением влияния в КНС каналирования, по сравнению с объемным кремнием. Облучение с углом разориентации пучка  $7^\circ$  эффективно подавляет его в структурно совершенном монокристаллическом кремнии, в структурах КНС же, как известно /2/, существует протяженная (около 0,2 мкм от границы раздела кремний-сапфир) область поликристаллического строения. В результате ранее деканализованные ионы в этой области могут входить в режим каналирования внутри совершенных и по-разному ориентированных друг относительно друга поликристаллов (зерен) кремния, и их пробег увеличивается /3/.

Проведен оценочный расчет по программе основанной на «TRIM»-алгоритме, модифицированном таким образом, что при глубинах более 0,3 мкм в «мишени» КНС с толщиной кремния 0,5 мкм ускоренные частицы испытывали только электронное торможение, как при «оптимальном» каналировании. Получены значения  $R_p$ : для бора в объемном кремнии 238,5 нм, в КНС – 267,5 нм, для фосфора 200,2 нм и 206,0 нм соответственно, что подтверждает сделанное предположение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Amberiadis K., Kump M., Magee C. // Sol.St.Elect, 1990, v.33, №6, p. 651
2. Папков В.С., Цыбульников М.Б. Эпитаксиальные кремниевые слои на диэлектрических подложках и приборы на их основе. М.: Энергия, 1979, 88 с.
3. Мейер Дж., Эриксон Л., Дэвис Дж. Ионное легирование полупроводников. М.:Мир, 1973, 296 с

# АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Стр.

## А

|                  |               |
|------------------|---------------|
| Азаров А.Ю.      | 96            |
| Айтхожин С.А.    | 161           |
| Александров В.А. | 38            |
| Александров Н.Г. | 136           |
| Алов Н.В.        | 135           |
| Андреев А.А.     | 138           |
| Андреева Е.В.    | 39            |
| Андрианова Н.Н.  | 105, 106, 142 |
| Андриевский Р.А. | 129           |
| Анищик В.М.      | 162, 165      |
| Антонович И.П.   | 120           |
| Артёмов А.С.     | 161           |
| Астапенко В.А.   | 58            |
| Асташинский В.М. | 162, 163, 164 |
| Афанасьев М.С.   | 118           |
| Афонькина Е.А.   | 150           |

## Б

|                 |               |
|-----------------|---------------|
| Бабаев А. А.    | 49            |
| Бабошкин С.Г.   | 158           |
| Бакланов Д.А.   | 55, 84        |
| Барайшук С.М.   | 120           |
| Барченко В.Т.   | 93            |
| Барат А.А.      | 103,104       |
| Бахвалов Ю.О.   | 136           |
| Бекназаров М.Н. | 27            |
| Бекулова И.З.   | 57            |
| Белкин П.Н.     | 127           |
| Белкова Ю.А.    | 28            |
| Белов А.И.      | 117, 149      |
| Белогорцев Г.А. | 109           |
| Беспалова О.В.  | 122, 127, 128 |
| Бетц Г.         | 98            |
| Биржевой Г.А.   | 148           |
| Блажевич С.В.   | 27, 69, 70    |
| Блинов Ю.Ф.     | 155           |
| Блинов В.И.     | 146           |
| Бобрович О.Г.   | 120           |
| Богданов М.М.   | 110           |
| Богданов О.В.   | 65, 76, 77    |
| Богданов Р.И.   | 110           |

|               |                              |
|---------------|------------------------------|
| Божко И.А.    | 151                          |
| Бойко В.В.    | 64                           |
| Бордо К.В.    | 135                          |
| Борисов А.М.  | 106, 105, 122, 127, 128, 142 |
| Бочек Г.Л.    | 81                           |
| Булаев О.Ф.   | 59,60                        |
| Бурлаков Р.Б. | 144, 145                     |

## В

|                |                    |
|----------------|--------------------|
| Васько Е.И.    | 24                 |
| Васюков В.М.   | 156                |
| Вахний Т.В.    | 151                |
| Веденяпин С.А. | 154                |
| Верес О. Г.    | 126                |
| Веригин Д.А.   | 75                 |
| Вершинин Г.А.  | 150, 151           |
| Виргилев Ю.С.  | 105, 106           |
| Внуков И.Е.    | 55, 84             |
| Волков Н.В.    | 89, 101, 141       |
| Волкова Е.В.   | 117                |
| Воробьев В.Ф.  | 131                |
| Воронин А.А.   | 59,60              |
| Ворончихин .С. | 66                 |
| Востриков В.Г. | 122, 127, 128      |
| Вохмянина К.А. | 19, 29             |
| Вуколов А.В.   | 132                |
| Высоцкий В.И.  | 20, 40, 41, 42, 43 |
| Высоцкий М.В.  | 20, 41             |

## Г

|                 |          |
|-----------------|----------|
| Гавриленко С.В. | 24       |
| Ган А.К.        | 123, 125 |
| Гаспарян Ю.М.   | 92       |
| Гари Ч.К.       | 59, 60   |
| Геринг Г.И.     | 150      |
| Гоголев А.С.    | 74       |
| Головин Ю.И.    | 156      |
| Гомоюнова М.В.  | 66       |
| Гостищев Н.А.   | 58, 72   |
| Грекова Т.С.    | 151      |
| Гринберг П.Б.   | 152      |
| Гришин В.К.     | 67       |
| Гудым В.К.      | 39       |
| Гулькин         | 153      |
| Гусева М.И.     | 133      |
| Гутько Е.С.     | 121      |

## Д

|                   |          |
|-------------------|----------|
| Давыдов В.Ю.      | 115      |
| Данелян Л.С.      | 132, 133 |
| Данилёнок М.М.    | 139, 165 |
| Демидов Е.С.      | 147      |
| Деньгин В.В.      | 107      |
| Джурахалов А.А.   | 102      |
| Диденко П.И.      | 95       |
| Дмитриев И.С.     | 28       |
| Дмитриевский А.А. | 156      |
| Дудин Ю.А.        | 107      |
| Дудин А.Ю.        | 117      |
| Дьяков И.Г.       | 127      |

## Е

|                |          |
|----------------|----------|
| Егоров В.К.    | 118, 129 |
| Емцев В.В.     | 115      |
| Емцев К.В.     | 115      |
| Ермаков Ю.А.   | 138      |
| Ермоленко А.А. | 98       |
| Ершов А.В.     | 149      |
| Ефремов А.А.   | 95       |

## Ж

|              |        |
|--------------|--------|
| Жиляков Л.А. | 19     |
| Жукова П.Н.  | 58, 72 |
| Жукова С.И.  | 130    |
| Журкин Е.Е.  | 88     |

## З

|                |               |
|----------------|---------------|
| Забаяев В.Н.   | 75            |
| Заставной А.В. | 154           |
| Затёкин В.В.   | 132, 133, 136 |
| Захарова М.И.  | 148           |
| Звонков С.Н.   | 132           |
| Злоцкий С.В.   | 165           |

## И

|                |     |
|----------------|-----|
| Иванов Д.А.    | 127 |
| Израилева Л.К. | 157 |
| Ильин А.А.     | 134 |
| Иферов Г.А.    | 167 |

## К

|                |     |
|----------------|-----|
| Кабальнов Ю.А. | 108 |
| Кабышев А.В.   | 119 |
| Кадыров Б.А.   | 158 |

|                  |   |
|------------------|---|
| Калин Б.А.       | 101, 141                                  |
| Калинин Б.Н.     | 62  |
| Калинников Г.В.  | 129                                       |
| Камышан А.С.     | 26  |
| Каплин В.В.      | 59  |
| Каратаев П.В.    | 63  |
| Карзанов В.В.    | 147                                       |
| Квасов Н.Т.      | 164                                       |
| Китов В.Ю.       | 94, 100                                   |
| Климова К.В.     | 140                                       |
| Кнобель Р.       | 34  |
| Ковивчак В.С.    | 144, 145, 146                             |
| Когут Д.К.       | 90  |
| Козловский В.В.  | 115                                       |
| Колбасов Б.Н.    | 133                                       |
| Комаров Ф.Ф.     | 26, 114                                   |
| Конусов Ф.В.     | 119                                       |
| Копыльцов А.В.   | 58  |
| Корнич Г.В.      | 98  |
| Король В.М.      | 154                                       |
| Коротеев Ю.М.    | 21, 33                                    |
| Коротков Е.В.    | 108                                       |
| Коротченко К.Б.  | 65, 77, 78                                |
| Коршунов В.С.    | 133                                       |
| Кощеев В.П.      | 50, 51                                    |
| Крайков А.Н.     | 131                                       |
| Кренинг М.       | 124                                       |
| Крестя В.И.      | 91  |
| Кубанкин А.С.    | 58, 71, 75                                |
| Кудряшов М.А.    | 149                                       |
| Кузьминчук Н.А.  | 34  |
| Кузьмицкий А.М.  | 162, 163                                  |
| Кулешов А.К.     | 165                                       |
| Кулибаба В.И.    | 81  |
| Куликаускас В.С. | 106, 122, 132, 133, 136, 143,<br>161, 167 |
| Кунашенко Ю.П.   | 35, 36                                    |
| Купрекова Е.И.   | 140                                       |
| Курзина И.А.     | 151                                       |
| Курнаев В.А.     | 90  |
| Куцко Д.М.       | 135                                       |
| Кучеев С.О.      | 96  |

## Л

|              |    |
|--------------|----|
| Лагутин А.Е. | 26 |
|--------------|----|

|                |               |
|----------------|---------------|
| Левшунова В.Л. | 107           |
| Лидер А.М.     | 123, 124, 125 |
| Лобко А.С.     | 56, 68        |
| Лопатина О.В.  | 33            |
| Луговская О.М. | 56, 58        |
| Лукина Е.А.    | 134           |
| Луконин С.Е.   | 123           |
| Лысова Г.В.    | 148           |
| Лысова И.В.    | 38            |
| Люберцев С.Ю.  | 105           |
| Любимов Е.М.   | 108           |

## М

|                    |                     |
|--------------------|---------------------|
| Мавлянов Б.        | 159                 |
| Маер М.            | 34                  |
| Максюта Н.В.       | 20, 42, 44, 52      |
| Мальцев Н.А.       | 37                  |
| Малыгин Д.Е.       | 66                  |
| Мальшевский В.С.   | 23, 30, 31, 32, 155 |
| Малюков Е.Е.       | 122                 |
| Мамонтов А.П.      | 116                 |
| Манухин В.В.       | 103, 104            |
| Мартыненко Ю.В.    | 123                 |
| Маслов Н.И.        | 81                  |
| Машкова Е.С.       | 105, 106            |
| Медведев А.А.      | 132                 |
| Мельничук И.А.     | 24                  |
| Менделева Ю.А.     | 117                 |
| Мильчанин О.В.     | 114                 |
| Миржалилова М.А.   | 159                 |
| Михайлов А.Н.      | 149                 |
| Михалкович О.М.    | 120                 |
| Мичурина В.П.      | 127, 128            |
| Моломин В.И.       | 122                 |
| Моргун Д.А.        | 50, 51              |
| Мухаммедзянов Т.Р. | 132                 |
| Мухачёва Т.Л.      | 127                 |

## Н

|                |                |
|----------------|----------------|
| Наквасин С.Ю.  | 141            |
| Насонов Н.Н.   | 58, 71, 72, 75 |
| Науменко Г.А.  | 62, 63         |
| Немов А.С.     | 105, 106       |
| Немцев С.Н.    | 27             |
| Нечаенко Д.А.  | 55, 84         |
| Никитенко В.А. | 97             |

|                 |        |
|-----------------|--------|
| Никитенков Н.Н. | 123    |
| Никитин А.В.    | 38     |
| Новиков Н.В.    | 73     |
| Новиков Л.С.    | 136    |
| Носков А.В.     | 69, 70 |

## О

|                 |          |
|-----------------|----------|
| Оболенский С.В. | 168      |
| Овчинник В.Д.   | 81       |
| Оганесян Г.А.   | 115      |
| Олейников И.В.  | 101, 141 |
| Осипов В.В.     | 141      |

## П

|                  |                    |
|------------------|--------------------|
| Павлов Д.А.      | 108                |
| Пайструп М.А.    | 59, 60             |
| Панина Т.А.      | 51                 |
| Панова Т.В.      | 144, 145, 146      |
| Панченко Л.К.    | 79                 |
| Панченко О.Ф.    | 79                 |
| Парманкулов И.Н. | 159                |
| Патракеев А.С.   | 138                |
| Першин А.А.      | 31                 |
| Петров Л.М.      | 134                |
| Петухов В.П.     | 136                |
| Петухов Ю.А.     | 164                |
| Пивоваров Ю.Л.   | 34, 35, 49, 65, 77 |
| Пиксайкин В.В.   | 132                |
| Пилько В.В.      | 114                |
| Писарев А.А.     | 92                 |
| Питиримова Е.А.  | 106, 108           |
| Поворознюк С.Н.  | 152                |
| Подсвиров О.А.   | 22                 |
| Полещенко К.Н.   | 152                |
| Полоскин Д.С.    | 115                |
| Поляк Н.И.       | 130                |
| Попов В.П.       | 113, 137           |
| Попов Ю.А.       | 62                 |
| Постников Д.В.   | 153                |
| Потапенко Е.М.   |                    |
| Потин С.М.       | 81                 |
| Потылицын А.П.   | 62, 63, 74, 75, 77 |
| Похил Г.П.       | 19, 29, 48, 113    |
| Пронин И. И.     | 66                 |
| Пыканов И.В.     | 97                 |

## Р

|                  |               |
|------------------|---------------|
| Разин С.В.       | 75            |
| Рахимов С.В.     | 30            |
| Рахматов С.Э.    | 102           |
| Романовский Е.А. | 122, 127, 128 |
| Руманов Э.Н.     | 157           |
| Русинов А.А.     | 92            |
| Рязанов М.И.     | 61            |

## С

|                   |               |
|-------------------|---------------|
| Сабилов А.С.      | 25            |
| Самарин В.В.      | 37            |
| Самойлов В.Н.     | 87            |
| Саруев Г.А.       | 62            |
| Сарычев С.М.      | 134           |
| Сафин Н.В.        | 50            |
| Сдобняков В.В.    | 147           |
| Севрюк А.В.       | 166           |
| Серба П.В.        | 32, 155       |
| Сергиенко         | 58            |
| Сержант Н.И.      | 40            |
| Серков М.В.       | 122, 127, 128 |
| Силкин В.М.       | 21            |
| Скупов В.Д.       | 107, 168      |
| Скупов А.В.       | 168           |
| Скуратов В.А.     | 130           |
| Смирнов Е.А.      | 141           |
| Смирнова Т.Н.     | 136           |
| Соболева Н.В.     | 83            |
| Соловьёв Н.П.     | 148           |
| Сорокин А.И.      | 105           |
| Сохорева В.В.     | 59, 60        |
| Сошников И.П.     | 93            |
| Стальмошенок Е.К. | 162           |
| Степович М.А.     | 131           |
| Стоюхин С.Г.      | 97            |
| Стриханов М.Н.    | 61            |
| Субботина Е.А.    | 55, 84        |
| Сурков А.С.       | 124           |
| Сухих Л.Г.        | 62, 63        |
| Сучкова Н.Ю.      | 156           |
| Сычугов И.        | 92            |
| Сыщенко В.В.      | 82, 83        |

## Т

|                         |             |
|-------------------------|-------------|
| Тарасюк Н.С.            | 163         |
| Тарновский А.И.         | 82          |
| Ташатов А.К.            | 160         |
| Ташлыков И.С.           | 120, 126    |
| Ташлыкова-Бушкевич И.И. | 121         |
| Ташмухамедова Д.А.      | 159, 160    |
| Теплова Я.А.            | 28          |
| Тетельбаум Д.И.         | 117, 149    |
| Тимошин С.Н.            | 141         |
| Тимченко Н.А.           | 75          |
| Титов А.И.              | 96          |
| Тищенко А. А.           | 61          |
| Томина Н.С.             | 125         |
| Трифонов Н.Н.           | 90, 92, 109 |
| Тысченко И.Е.           | 113, 137    |
| Тюрин Ю.И.              | 21          |

## У

|                |                              |
|----------------|------------------------------|
| Углов В.В.     | 139, 162, 163, 164, 165, 166 |
| Углов С.Р.     | 59, 60                       |
| Умирзаков Б.Е. | 159, 160                     |

## Ф

|                |        |
|----------------|--------|
| Фарафонов С.Б. | 161    |
| Фёдорова Т.В.  | 134    |
| Филиппов Г.М.  | 25, 38 |
| Фоков Ю.Г.     | 114    |
| Фомин А.С.     | 80     |
| Фомин С.П.     | 80     |

## Х

|                  |     |
|------------------|-----|
| Хабло В.А.       | 58  |
| Ходасевич В.В.   | 139 |
| Хоконов М.Х.     | 57  |
| Холмухамедова В. | 160 |
| Холодов А.К.     | 50  |

## Ч

|                |                    |
|----------------|--------------------|
| Ча В.А.        | 62                 |
| Чаевский В.В.  | 139                |
| Чахлов Б.В.    | 116                |
| Черданцев Ю.П. | 123, 124, 125, 140 |
| Чердынцев В.В. | 48                 |
| Черенда Н.Н.   | 162, 166           |
| Черков А.Г.    | 113                |

|                |                    |
|----------------|--------------------|
| Чернов И.П.    | 21, 33, 123, 140   |
| Черник В.Н.    | 136                |
| Черных П.Н.    | 136, 143, 161, 167 |
| Черныш В.С.    | 138, 167           |
| Чернышова Ю.В. | 134                |
| Чеченин Н.Г.   | 143, 167           |
| Чуманов В.Я.   | 167                |

### Ш

|                |                |
|----------------|----------------|
| Шайденберг К.  | 34             |
| Шаркеев Ю.П.   | 151            |
| Шатнев М.Г.    | 45             |
| Шатохин Р.А.   | 55, 84         |
| Шенгуров В.Г.  | 117            |
| Шепелевич В.Г. | 121            |
| Шляпин С.Д.    | 128            |
| Шипко М.Н.     | 131            |
| Шпиньков В.И.  | 87             |
| Шраменко Б.И.  | 81             |
| Шульга В.И.    | 91             |
| Шульга Н.Ф.    | 64, 80, 82, 83 |
| Шумилин В.А.   | 150            |

### Щ

|               |     |
|---------------|-----|
| Щербаков О.В. | 101 |
|---------------|-----|

### Э

|              |     |
|--------------|-----|
| Эммот Б.     | 92  |
| Элмонов А.А. | 102 |

### Ю

|             |     |
|-------------|-----|
| Юсупов М.С. | 102 |
|-------------|-----|

|                   |        |
|-------------------|--------|
| Betz G.           | 99     |
| De Hosson J.Th.M. | 143    |
| Ikeda T.          | 19     |
| Iwai Y.           | 19     |
| Kanai Y.,         | 19     |
| Kambara T.        | 19     |
| Kornich G.V.      | 99     |
| Kovalev G.V.      | 46, 47 |
| Ovchinnikov V.    | 154    |
| Pei Y.            | 143    |
| Vainstein D.      | 143    |
| Voelskow M.       | 137    |
| Yamazaki Y.       | 19     |

*Научное издание*

Тезисы докладов XXXVII международной конференции по физике  
взаимодействия заряженных частиц с кристаллами

Под общей редакцией проф. А.Ф.Тулинова

Редколлегия: В.С.Куликаускас, Г.П.Похил., Е.С.Машкова,

В.С. Черныш, Ю.А. Ермаков

Редактор К.И. Стратилатова