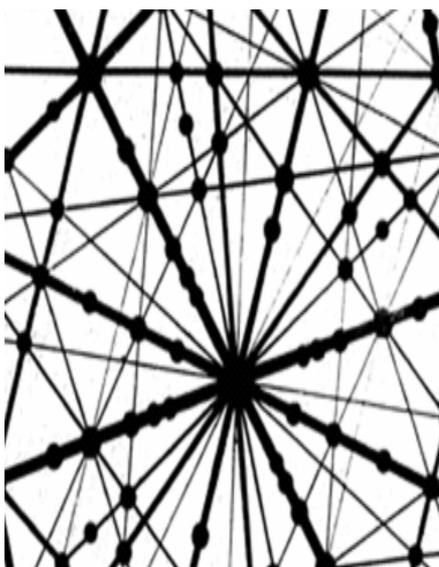




МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

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

(Москва 31 мая – 2 июня 2005 г.)



Москва 2005

УДК 539.1.01.08

ББК 22.37.

Тезисы докладов XXXV международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами /Под ред. проф.А.Ф.Тулинова, -М.: Изд-во УНЦ ДО, 2005. - 165 с.

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

Редколлегия: В.С.Куликаускас, Г.П.Похил., Е.С.Машкова, Ю.А. Ермаков

Редактор К.И. Стратилатова

Работа поступила в ОНТИ 15.04.2005

Издательство УНЦ ДО

ИД № 00545 от 06.12.1999

117246, Москва, ул. Обручева, 55А

Тел/факс (095) 718-6966, 718-7785

Е-mail: [izdat@abiturcenter.ru](mailto:izdat@abiturcenter.ru)

<http://abiturcenter.ru/izdat>

Гигиенический сертификат № 77.99.02.923. Д.001743.03.03 от 11.03.2003

Заказное. Подписано в печать 15.04.2005 г. Формат 60×90/16.

Бумага офсетная №1. Усл. печ. л. 10,125. Тираж 130 экз. Заказ №

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО в полном соответствии с качеством предоставленного оригинал-макета

© МГУ им. М.В. Ломоносова, 2005

# ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

## Часть I

### ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

31 мая, вторник, 11<sup>00</sup> – 12<sup>30</sup>

1 утреннее заседание

Председатель **А.Ф. Тулинов**

Вступительное слово – профессор А.Ф. Тулинов

	Стр.
1. <b>С.В. Адаменко, В.И.Высоцкий.</b> Экспериментальное обнаружение и моделирование ориентационного движения гипотетических магнитозаряженных частиц на многослойной поверхности. (15 мин.).....	21
2. <b>К.А. Вохмянина, Г.П. Похил.</b> Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов (15 мин.).....	22
3. <b>В.С. Малышевский.</b> Эволюция зарядового состояния тяжелых ионов при каналировании в кристаллах (15 мин.).....	23

12<sup>30</sup> – 13<sup>15</sup> обсуждение стендовых докладов

31 мая, вторник, 13<sup>15</sup> - 14<sup>15</sup>

II утреннее заседание

Председатель Г.П. Похил

1. **С.В. Афанасьев, А.С. Артемов, А.Н. Ефимов, А.Д. Коваленко, С.В. Романов, Ш.З. Сайфулин, А.М. Таратин, М.А. Воеводин, В.И. Волков, Ю.Н. Адищев, Ю.Л. Пивоваров, А.П. Потылицын, А.С. Гоголев, В.Н. Забаев, С.Р. Углов, В.В. Бойко, Ю.В. Ефремов, Е.А. Силаев, С.П. Тимошенко** Параметрическое рентгеновское излучение протонов с энергией 5 ГэВ в кристаллах кремния и графита (15 мин.)..... 24
2. **Ю.П. Кунашенко.** Когерентное образование атома антиводорода в кристалле (15 мин.)..... 25

3. **G.V. Kovalev.** The theory of focusing of high energy ions by bent crystals of special shape (15 мин.)..... 26
4. **В.А.Александров, Г.М.Филиппов.** Оценки вероятности выживания и перезарядки водородоподобного иона при пролете через пленку (15 мин.)..... 27

Стеновые доклады

- Л. Л. Балашова.** Влияние возбуждения нейтрального атома на его торможение при прохождении через вещество..... 28
- Г.М. Филиппов, А.Р. Латаев.** Поляризация проводящей сферы движущимися заряженными частицами..... 29
- Г.М. Филиппов.** Расчет энергетического распределения движущейся частицы в пленке при помощи матрицы плотности..... 30
- В.И. Савельев, Г.М. Филиппов.** Оценки сечений перезарядки при помощи численного решения нестационарного уравнения Шрёдингера..... 31
- В.В.Самарин.** Перезарядка, каналирование и пробеги медленных тяжелых ионов в кристалле кремния..... 32
- В.В.Самарин, А.Г.Кадменский.** Энергетическая зависимость угловых распределений быстрых тяжелых ионов при каналировании в кристалле кремния..... 33
- В.К. Гудым, Е.В. Андреева.** Рассеяние электронов высокой энергии протонами в поле биномиального потенциала..... 34
- А.Х.Хоконов.** Глубоко неупругое рассеяние лептонов на адронах во внешнем поле ориентированного кристалла..... 35
- А.Х.Хоконов.** Нарушение стабильности вакуума при сверхвысоких энергиях в ориентированных кристаллах..... 36
- В. В. Тихомиров.** Увеличение эффективности захвата в режим каналирования..... 37
- Н.В. Новиков, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг.** Глубина проникновения ионов, падающих на металлическую поверхность при небольших углах скольжения..... 38
- И.С. Дмитриев, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг.** Исследование перезарядки водородоподобных ионов бора..... 39
- М.К. Губкин, А.А. Барат.** ХПЭ зарядовых фракций медленных ионов, отраженных поверхностью металла..... 40
- А.К. Холодов, В.П. Кощев, Д.А. Моргун.** Влияние многократного рассеяния на распределение частиц по поперечным энергиям в переходной области ось-плоскость..... 41
- В.П. Кощев, А.К. Холодов, Н.В. Сафин, Д.А. Моргун.** Флуктуационный механизм потерь энергии каналированных ионов.... 42

<b>Н.В. Сафин, В.П. Кощев, Д.А. Моргун.</b> Деканализация ионов в переходной области ось-плоскость.....	43
<b>Ю.Ф. Блинов, П.В. Серба.</b> Моделирование процесса обратного рассеяния методом Монте-Карло.....	44
<b>В.И. Ефремов, В.А. Долгих, Ю.Л. Пивоваров.</b> Особенности многократного рассеяния отрицательно и положительно заряженных частиц в кристалле вольфрама.....	45
<b>Ю.Л. Пивоваров, В.А. Долгих.</b> Компьютерное моделирование электромагнитной диссоциации релятивистских дейтронов при каналировании в кристалле вольфрама.....	46
<b>А.А. Алиев, З.А. Исаханов, С. Худайбердиев, М.К. Рузибаева.</b> Ориентационная зависимость потери энергии электронов, рассеянных поверхностью монокристаллов тугоплавких металлов.....	47
<b>В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий, Н.В. Максюта.</b> Активная оптика пролетных пучков релятивистских частиц в режиме когерентного каналирования.....	48
<b>Н.В. Максюта.</b> Фрактальный сценарий возникновения частиц в процессе каналирования электронов и позитронов в кристаллоподобном вакууме.....	49
<b>А.Г. Кадменский, Е.Е. Михайлова.</b> Модификация статистической теории осевого каналирования.....	50
<b>А.Г. Кадменский, В.В. Самарин.</b> Двойное каналирование и другие проявления нелинейной динамики заряженных частиц и ионов в непрерывном потенциале кристалла при осевом каналировании.....	51
<b>Г.П. Похил, В.В. Чердынцев, Т.В. Гранкина.</b> Особенности эффекта поперечного охлаждения и нагрева каналированных ионов.....	52
<b>Е.В. Васютин, В.В. Погосов.</b> Модельные представления температурной и размерной зависимости потенциала ионизации кластеров и энергии прилипания электронов.....	53
<b>С.Д. Богданов, Е.Я. Шабля, В.А. Бакаев, С. Вокал, В.Ф. Космач, Н.Н. Леонов, В.А. Плющев.</b> Изменение траекторий ионов золота при взаимодействии с тяжёлыми ядрами фотоэмульсии...	54
<b>В.А. Евсеенко, Н.П. Калашников.</b> Исследование механизма диссоциации молекулы водорода при взаимодействии с антипротонов.....	55
<b>М.Н. Бекназаров, С.В. Блажевич.</b> Акустический эффект импульсного воздействия пучком релятивистских электронов на тонкую пластину эллипсной формы.....	56
<b>G. V. Kovalev.</b> The parabolic equation method for scattering and channeling in bent crystals with variable curvature.....	57

<b>Н.А. Скакун, В.М. Шершнев.</b> Определение амплитуды тепловых колебаний атомов с помощью каналированных частиц.....	58
<b>Н.А. Скакун, В.М. Шершнев.</b> Электронные потери энергии гиперканалированных частиц.....	59
<b>Л.А. Жиляков, В.С. Куликаускас, Г.П. Похил, В.Б. Фридман, Д.В. Пресняков.</b> Скользящее взаимодействие пучков ускоренных заряженных частиц с равномерно заряженной диэлектрической пластиной.....	60

## Часть II

# ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

**31 мая, вторник, 15<sup>15</sup> – 16<sup>30</sup>**

**I вечернее заседание**

**Председатель Н.Н. Насонов**

1. **В.В. Каплин, С.Р. Углов, О.Ф. Булаев, А.А. Воронин, В.А. Москалев, М. Piestrup, Ch. Gary.** Генерация параметрического рентгеновского излучения бетатронным пучком в кристаллах периодических наноструктурах (15 мин.)..... 63
2. **Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, В.В. Бойко.** Сравнительный анализ сечений излучения релятивистских электронов в кристаллах, полученных на основе операторного квазиклассического метода и диаграммной техники Фейнмана..... 64  
**Н.Ф. Шульга, Д. Н. Тютюнник.** О рассеянии и когерентном излучении релятивистских электронов при их столкновении с коротким и узким сгустком релятивистских частиц (Объединённый доклад 20 мин.)..... 65
3. **А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, Е.А. Каратаева, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, А.П. Потылицын, А.Ф. Шарафутдинов.** Параметрическое рентгеновское излучение под малыми углами к направлению скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама (15 мин.)..... 66
4. **В.К. Гришин.** Рентгеновское тормозное излучение быстрых ионов и атомов в структурированных средах..... 67  
**В.К. Гришин.** Рентгеновское тормозное излучение электрон-позитрон пары в кристаллических средах (Объединённый доклад 20 минут)..... 68

31 мая, вторник, 17<sup>15</sup> – 18<sup>45</sup>

II вечернее заседание

Председатель Н.Ф. Шульга

1. **В.Н. Забаев, С.В. Разин, С.Р. Углов, Ю.Н. Адищев, Д.А. Веригин, С.И. Кузнецов, А.П. Потылицын.** Дифракция виртуальных и реальных фотонов в кристаллах при их генерации пучком 5,7 МэВ электронов (15 мин.) 69
2. **П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов, С.И. Тарапатин.** Корреляции в излучении надбарьерных электронов в газе атомных цепочек (корреляции в излучении надбарьерных электронов) 70  
**Ч. Гэри, Н. Насонов, М. Пайструп.** Аномальное фотопоглощение в параметрическом излучении в условиях эффекта Вавилова-Черенкова (Объединённый доклад 20 мин.) 71
3. **А.П. Потылицын, Р.О. Резаев.** Фокусировка и дефокусировка переходного и дифракционного излучений ультрарелятивистских частиц в изогнутых мишенях (15 мин.) 72
4. **М.Кh. Khokonov, H. Nitta.** Radiation spectrum of relativistic electrons in non-uniform strong fields..... 73  
**М.Х. Хоконов.** Каскадная теория излучения электронов при сверхвысоких энергиях в кристаллах (Объединённый доклад - 20 мин)..... 74

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

5. **О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко.** Взаимодействие медленных электронов с поверхностью (0001) слоистых кристаллов NbSe<sub>2</sub> и ZrS<sub>2</sub>: тонкая структура спектров полного тока (15 мин.)..... 75
6. **А.С. Фомин, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга.** Влияние многократного рассеяния на угловые распределения и поляризацию излучения релятивистских электронов в тонком кристалле (15 мин.). 76
7. **А. А. Тищенко, М. Н. Стриханов, А. П. Потылицын.** Эффект Смита-Парселла в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне частот (15 мин.)..... 77

Стендовые доклады

- А.С. Лобко, О.М. Луговская.** Влияние температуры мишени на характеристики параметрического рентгеновского излучения (ПРИ)..... 78
- А.Н. Балдин И.Е. Внуков, В.К. Гришин, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, Г.П. Похил, М.В. Обольянова, Р.А. Шатохин, Е.А.**

<b>Ширшов.</b> Предложение эксперимента по поиску и исследованию дифрагированного излучения каналированных электронов на микротроне НИИ ЯФ МГУ.....	79
<b>И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко.</b> Сравнение характеристик позитронных источников на основе кристаллов лёгких и тяжёлых элементов.....	80
<b>Н.К. Жеваго, П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов.</b> Квазичеренковское излучение в периодической среде в области аномальной дисперсии.....	81
<b>В.А. Лихачев, Н.Н. Насонов, В.А. Насонова.</b> Особенности параметрического излучения вдоль скорости излучающих электронов.....	82
<b>А.В. Романов, М.А. Степович, М.Н. Филиппов.</b> О возможности повышения эффективности использования излучения, возникающего при взаимодействии заряженных частиц с кристаллами, для анализа приповерхностных областей вещества.....	83
<b>H.Nitta, M.Kh.Khokonov, Y.Nagata, S.Onuki.</b> Influence of the strong field non-uniformity on pair production.....	84
<b>М.Х.Хоконов, И.Г.Езаова.</b> Моделирование многофотонных процессов излучения в ориентированных кристаллах при энергиях свыше 100 ГэВ.....	85
<b>М.Х.Хоконов, О.Х.Темрокова.</b> Влияние излучения на угловые распределения электронов с энергиями свыше 100 ГэВ в ориентированных кристаллах.....	86
<b>А.Х.Хоконов, М.Х.Хоконов, К.В.Эфендиев.</b> Подавление выхода жёстких фотонов в ориентированных кристаллах при энергиях 150-300 ГэВ.....	87
<b>А.Х.Хоконов, М.Х.Хоконов, К.В.Эфендиев.</b> Влияние каналирования на выход некогерентного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в кристаллах.....	88
<b>Ю.Н. Адищев, А.С. Гоголев, Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын.</b> Характеристическое рентгеновское излучение и параметрическое рентгеновское излучение релятивистских заряженных частиц.....	89
<b>В.А. Долгих.</b> Черенковское излучение релятивистских частиц, движущихся через кристаллическую мишень. Компьютерное моделирование.....	90
<b>В.И. Федулов, В.И. Суворов, В.И. Кравцов, Ш.А. Аманов.</b> О движении и излучении заряженных частиц в электрическом поле с распределенным потенциалом.....	91
<b>С.В. Блажевич, Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин, Б.И. Шраменко.</b> Источник высокоэнергетического гамма-излучения на основе кристаллической мишени.....	92

<b>Н.Ф. Шульга, Д.Н. Тютюнник.</b> Об источниках излучения, основанных на когерентном излучении релятивистских электронов в кристаллах и на процессе обратного комптоновского рассеяния лазерной волны на пучке релятивистских электронов.....	93
<b>Н.Ф. Шульга, М. Табризи.</b> О ширине линий параметрического рентгеновского излучения “назад” релятивистских электронов в тонких кристаллах.....	94
<b>С.П. Фомин.</b> Эффект Ландау-Померанчука-Мигдала в аморфной среде и в кристалле.....	95
<b>В.П. Лапко, В.С. Мирошник.</b> Излучение релятивистского электрона в поле ориентированной двухатомной молекулы.....	96
<b>В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев.</b> Излучение релятивистских позитронов в кристаллическом ондуляторе.....	97
<b>С.В. Блажевич, А.В. Носков.</b> Зависимость характеристик когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в толстом кристалле от ориентации его входной поверхности.....	98
<b>Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, В.Г. Сыщенко.</b> Переходное излучение на нитях и капиллярах.....	99

### ЧАСТЬ III

## РАСSEЯНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

1 июня, среда, 10<sup>00</sup> - 11<sup>30</sup>

Утреннее заседание

Председатель В.С.Черныш

- А.С. Судорогин, В.Н. Самойлов.** Аналитические расчеты функции распределения распыленных атомов: расщепление максимума энергоспектра в случае узкого пучка эмитируемых атомов (15 мин)..... 103
- В.С. Черныш, А.С. Патракеев, В.И. Шульга, И.И. Разгуляев.** Распыление аморфного германия низкоэнергетичными ионами(15 мин)..... 104
- Ю.Ю. Лебединский, А.В. Зенкевич, Н.С. Баранцев, В.С. Куликаускас, В.Н. Неволин.** Наблюдение "тонкой структуры" в энергетических спектрах медленных (300-800 эВ)..... 105  
**Ю.Ю. Лебединский, А.В. Зенкевич, В.С. Куликаускас, В.Н. Неволин.** *In situ* исследование кинетики деградации сверхтонких слоев HfO<sub>2</sub> на Si ((Объединенный доклад 20 мин)..... 106

4. **А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, А.П. Дьячковский, Е.С. Машкова, А.С. Немов, А.И.Сорокин.** Влияние температуры термообработки стеклоуглерода на ионно-индуцированные процессы. 107  
**А.М. Борисов, В.Г.Востриков, В.С. Куликаускас, Е.А. Романовский, М.В. Серков.** Применение спектрометрии ЯОР для анализа водорода в материалах. (Объединенный доклад 20 мин) 108
5. **А.А. Алиев, А.А. Абдувайитов, З.Т. Шалимов.** Исследование ориентационной зависимости оже-электронов от монокристаллов Mo и W при бомбардировке их пучком ионов и электронов. (15 мин)..... 109

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

1 июня, среда, 12<sup>15</sup> – 14<sup>00</sup>

II утреннее заседание

Председатель Н.Г. Чеченин

1. **В.П. Афанасьев, М.В. Лукашевский, С.Д. Федорович.** Энергетические спектры отраженных электронов. Влияние состояния поверхности. (15 мин)..... 110
2. **Н.В Волков.** Образование каскадов смещений при облучении материалов пучком ионов He<sup>+</sup> и Ag<sup>+</sup> с широким энергетическим спектром (15 мин.)..... 111
3. **Л.А. Власукова, А.Ю. Дидык, Ф.Ф. Комаров, А. Халил.** Влияние облучения электронами и ионами криптона высокой энергии на изменения структуры поверхности InP..... 112  
**Л.А. Власукова, А.Ю. Дидык, Ф.Ф.Комаров, А. Халил.** Изменение структуры поверхности и объемные эффекты в GaAs, облученном ионами Kr высокой энергии и электронами. (Объединенный доклад 25 мин)..... 113  
**Т.С. Балашов, А.Ю. Дидык, Ю.Н. Чеблуков, А. Халил, А. Хофман.** Изучение эффектов образования треков в GaAs при облучении ионами <sup>136</sup>Xe с энергией 580 МэВ по изменению структуры поверхности..... 114
4. **И.И. Пронин, Д.А. Валдайцев, А.С. Ворончихин, М.В. Гомоюнова.** Структурный фазовый переход в сверхтонких слоях кобальта, формирующихся на поверхности MgO (001). (15 мин) 115
5. **И.П. Сошников, В.Г. Дубровский, Н.В. Сибирев, В.Т. Барченко, Г.Э. Цырлин.** Исследование формирования массивов GaAs нановискеров методом магнетронного осаждения (15 мин)..... 116

Стендовые доклады

<b>М.В. Гомоюнова, И. И. Пронин, Д.Е. Малыгин.</b> Взаимодействие атомов железа с чистой и окисленной поверхностью Si(100)2×1.....	117
<b>В.С. Черныш, А.С. Патракеев, В.И. Емельянов, А.С. Узбяков, А.В. Кудрявцев.</b> Формирование нанорельефа при ионном облучении поверхности кремния и германия.....	118
<b>П. И. Диденко, А. А. Ефремов.</b> Анализ структурных особенностей и примесно-дефектной подсистемы образцов природного кварца методом МСВИ.....	119
<b>Г.Г. Бондаренко, В.И. Кристя.</b> Аналитический расчет углового распределения ионов в приэлектродном слое плазмы тлеющего разряда в инертном газе.....	120
<b>В.В. Манухин.</b> Энергетические спектры распыленных атомов и принципы инвариантного погружения.....	121
<b>А.В. Лубенченко.</b> Отражение частиц от неоднородной мишени с неповторяющимися структурами.....	122
<b>С.Н. Нагорных, В.И. Павленков.</b> Бифуркация Ферхюльста уравнений Блохинцева в исследовании распределения электронной стимулированной эмиссии по поверхности окисленного металла.....	123
<b>Р.И. Богданов, С.Н. Нагорных.</b> Об одном возбуждении квазилинейной диффузии при облучении твердых тел.....	124
<b>Б.А. Калинин, Н.В. Волков, С.Ю. Наквасин.</b> Влияние каналирования на процесс имплантации при облучении материалов пучком ионов аргона с гауссоподобным энергетическим спектром..	125
<b>А.А. Джурахалов, С.Э. Рахматов.</b> Особенности ионно-ударной десорбции и распыления поверхностей монокристаллов при скользящей бомбардировке.....	126
<b>А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, Е.С. Машкова, А.С. Немов, Е.А. Питиримова.</b> Угловые и температурные зависимости кинетической ионно-электронной эмиссии высокоориентированного пирографита.....	127
<b>А.И. Толмачев.</b> Расчет коэффициента распыления при наклонном падении ионов на мишень.....	128
<b>Ю.А. Кабальнов, Д.А. Павлов, Н.И. Петуров, Е.А. Питиримова, В.Г. Шенгуров, Е.В. Коротков.</b> Предэпитаксиальное облучение сапфира ионами кремния.....	129
<b>С. Гаипов, Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов., У.Б. Шаропов.</b> Влияние температуры на дефектообразование в LiF/Si(111) при облучении медленными электронами.....	130
<b>Х.Н. Исматуллаев, М.Н. Мирахмедов.</b> Взаимодействие высокозарядных ионов с поверхностью ионного кристалла.....	131

<b>Т.Д. Раджабов, И.Е. Джамалетдинова.</b> Исследование поверхностных свойств полимеров при ионной имплантации.....	132
<b>Ш.С. Раджабов, М.К. Курбанов, Б.Г. Атабаев, Ф.Р. Юзикаева.</b> Распыление поверхности карбида кремния при бомбардировке молекулярными ионами $SF_5^+$ .....	133
<b>А.И. Акишин, Л.С. Новиков, В.Н. Черник, С.Ф. Наумов, С.П. Соколова, А.О. Куриленок.</b> Эрозия Cu, Ag, Au и Sn в низкоэнергетичных потоках кислородной плазмы.....	134
<b>В.В. Хвостов, В.Г. Бабаев, А.А. Хайдаров, К.Ф. Миннебаев, И.Ф. Уразгильдин.</b> Вторичная ионная эмиссия из слоистого углерода при облучении ионами аргона.....	135

#### Часть IV

### МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ

1 июня, среда, 15<sup>00</sup> – 16<sup>30</sup>

1 вечернее заседание

Председатель В.С. Куликаускас

- В.В. Козловский.** Модифицирование полупроводников пучками протонов: протонно-стимулированная диффузия.(15 мин) 139
- Д.И. Тетельбаум, Е.В. Курильчик, Ю.А. Менделева, А.А. Суворкин, Ю.А. Новицкий.** Влияние предрадиационных термических отжигов и температуры внешней среды на поведение микротвердости в эффекте дальнего действия при ионном и фотонном облучениях металлов. (15 мин)..... 140
- А.В. Мудрый, А.В. Иванюкович, В.С. Куликаускас, В.С. Черныш, М.В. Якушев, Я.В. Феофанов.** Дефектообразование в тонких пленках халькопиритных полупроводников  $Cu(InGa)Se_2$  при облучении протонами..... 141  
**А.В. Мудрый, А.В. Иванюкович, В.С. Куликаускас, В.П. Петухов, М.В. Якушев, Я.В. Феофанов.** Образование дефектов в халькопиритном полупроводниковом соединении  $CuInSe_2$  при облучении электронами. (*Объединенный доклад – 20 мин.*)..... 142
- Н.Т.Квасов, Л.А. Данилюк, А.В. Пунько, В.В. Углов, В.М. Анищик, Н.Н. Черенда, Ю.В. Свешников, В.М. Асташинский, Е.А. Костюкевич, А.М. Кузьмицкий.** Механизм формирования монослойного наноструктурированного покрытия компрессионным плазменным потоком..... 143

- В.В. Углов, В.М. Анищик, Н.Н. Черенда, Е.К. Стальмошенок, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий, А.В. Ковязо.** Модификация системы покрытие-подложка под влиянием компрессионных плазменных потоков. (*Объединенный доклад – 20 мин.*)..... 144
- 5. Т.В. Панова, В.С. Ковивчак, В.И. Блинов, Р.Б. Бурлаков.** Влияние воздействия мощного ионного пучка на размеры областей когерентного рассеяния металлических материалов..... 145
- В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, В.И. Блинов, Р.Б. Бурлаков.** Структурно-фазовые изменения в медных сплавах после воздействия мощного ионного пучка..... 146
- В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Р.Б. Бурлаков.** Особенности воздействия мощного ионного пучка на систему SiO<sub>2</sub>/Si-подложка. (*Объединенный доклад – 20 мин.*)..... 147

16<sup>35</sup> – 17<sup>15</sup> - Обсуждение стендовых докладов.

1 июня, среда, 17<sup>15</sup> – 18<sup>25</sup>

II вечернее заседание

Председатель В.С. Черныш

- 1. В.Ю. Фоминский, Р.И. Романов, Г.А. Киселев, В.С. Куликаускас.** Формирование ионно-имплантированных структур Pt/Si с применением импульсной лазерной плазмы. (15 мин)..... 148
- 2. В.П. Попов, Л.Н. Сафронов, М.Б. Ильницкий, А.Ф.Тулинов, Г.П. Похил, В.Б. Фридман.** Скалывание слоя Si в имплантированном водородом (100) кремнии, инициируемое (111) дефектами вида [H<sub>2</sub>\*]<sub>N</sub><sup>D</sup>..... 149
- В.П. Попов, А.К. Гутаковский, О.В. Наумова, Л.Н. Сафронов, А.В. Талочкин, И.Е. Тыщенко.** Формирование фазы дигидрида кремния в различных модификациях кремния, пере-  
сыщенного водородом и дефектами. (*Объединенный доклад – 20 мин.*)..... 150
- 3. И.П.Чернов, Ю.М. Коротеев, Ю.И. Тюрин, И.П. Черданцев.** Физические процессы в системах металл-водород при воздействии излучения..... 151

	<b>И.П.Чернов, И.П. Черданцев, Ю.И. Тюрин, А.М. Лидер, Г.В. Гаранин, О.В. Бояринов.</b> Взаимодействие водорода с дефектами кристаллической решетки металлов при электролитическом насыщении, пластической деформации и радиационном воздействии.....	152
	<b>А.М. Лидер, И.П.Чернов, И.П. Черданцев, О.М. Степанова, М.Кренинг, А.С. Сурков.</b> Исследование дефектов водородного происхождения методом электрон-позитронной аннигиляции. ( <i>Объединенный доклад – 20 мин</i> ).....	153
4.	<b>П.Н. Белкин, А.М. Борисов, В.Г. Востриков, И.Г. Дьяков, Е.А. Романовский, М.В. Серков.</b> Применение спектрометрии ЯОР протонов для исследования анодной химико-термической обработки титана. (15 мин).....	154

#### Стендовые доклады

	<b>А.П. Мамонтов, Б.В. Чахлов.</b> Влияние облучения дейтронами на арсенид галлия.....	155
	<b>В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">В.Я. Колот</span>, В.И. Сухоставец.</b> Изменение элементного состава приповерхностного слоя образцов полиимида при протонном облучении.....	156
	<b>Д.И. Тетельбаум, А.А. Ежевский, Ю.А. Менделева, Д.В. Гусейнов, И.В. Зайцева, Д.М. Гапонова.</b> Некоторые закономерности фотолуминесценции ионно-облученного (наноструктурированного) кремния.....	157
	<b>А.А. Булычёва, В.Ф. Пичугин.</b> Электропроводность ионномодифицированных приповерхностных слоев оксидных диэлектриков и тонких пленок.....	158
	<b>Е.Л. Жавжаров, В.М. Матюшин.</b> Воздействие атомарного водорода на гетероструктуры Ni-подложка.....	159
	<b>Н.Т. Горбачук, П.И. Диденко.</b> Исследование некоторых электрофизических свойств пленок n-Si, легированных ионной имплантацией.....	160
	<b>Д.О. Полеха, В.М. Матюшин.</b> Изменение адгезионных свойств плёнки в системе германий –медь посредством водородного воздействия.....	161
	<b>Б.А. Калинин, Н.В. Волков, В.В. Осипов, С.Н. Тимошин, О.В. Щербаков, И.В. Олейников, Д.Н. Алтухов.</b> Особенности структуры оксидной пленки на ионно-модифицированной поверхности сплавов циркония.....	162
	<b>В.Н. Агарёв, С.Г. Полянчев.</b> Связанные состояния для электронов в полупроводниках вблизи наноразмерных непроводящих гранул.....	163

<b>С.Н. Поворознюк, К.Н. Полещенко.</b> Модифицирование инструментальных твердых сплавов ионно-лучевой и ионно-плазменной обработкой.....	164
<b>Н.В. Алов.</b> Влияние ионно-лучевого окисления поверхности на работу выхода молибдена и вольфрама.....	165
<b>С.И. Жукова, Н.И. Поляк, Л.А. Васильева, А.Ю. Дидык, В.А. Скуратов.</b> Изотермический пострadiационный отжиг бериллиевой бронзы, имплантированной высокоэнергетическими ионами криптона.....	166
<b>И.И. Ташлыкова-Бушкевич, Е.С. Гутько, В.Г. Шепелевич.</b> Анализ распределения легирующего элемента в быстро затвердевших сплавах Al-Ge.....	167
<b>В.В. Углов, В.В. Асташинский, Н.Н. Черенда.</b> Исследование элементного состава поверхностных слоев железа и сталей, обработанных плазменным потоком квазистационарного ускорителя.....	168
<b>В.В. Углов, А.К. Кулешов, М.В. Асташинская, С.Н. Дуб, И. Поло.</b> Механические характеристики и структура никель-углеродных композитов, сформированных плазмо-усиленным химическим вакуумным осаждением.....	169
<b>В.М. Анищик, В.В. Углов, В.В. Ходасевич, С.В. Злоцкий, Е.В. Ухова, В.В. Чаевский.</b> Структура и механические свойства нитридных систем, сформированных методом конденсации с ионной бомбардировкой, на твердом сплаве T15K6.....	170
<b>И.С. Ташлыков, О.Г. Верес.</b> Влияние ионно-ассистированного нанесения тонких плёнок на смачиваемость поверхности резин.....	171
<b>А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов.</b> Оптические свойства оксида алюминия после облучения ионами хрома и отжига.....	172
<b>В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.М. Пистряк, С.Ю. Саенко, А.Е. Сурков, В.И. Сухоставец.</b> Применение ядерно-физических методов для исследования распределения церия в алюмосиликатных стеклокерамиках.....	173

2 июня, четверг, 10<sup>00</sup> – 11<sup>30</sup>

I утреннее заседание

Председатель В.С. Куликаускас

- П.Н. Черных, В.С. Куликаускас, Е.И. Хоменко, Е. Сун, Н.Г. Чеченин.** Исследование магнитомягких пленок Co-Fe-Ni методом резерфордовского рассеяния. (15 мин)..... 174
- В.М. Арбатский, А.Б. Надирадзе, В.В. Шапошников, В.К. Егоров.** Изменение состава поверхностного слоя керамического изолятора электроракетного двигателя в процессе его рабо-

- ты. (15 мин)..... 175
3. **И.С. Ташлыков, О.Г. Бобрович, С.М. Барайшук, О.М. Михалкович.** Повреждение структуры кремния при ионно-ассистированном осаждении покрытий в условиях самооблучения..... 176
- В.В. Тульев, И.С. Ташлыков.** Изучение методом резерфордского обратного рассеяния и резонансных ядерных реакций элементного состава покрытий на основе Ti и Co, осаждённых на кремний при ионном ассистировании. (Объединённый доклад- 20 мин.)..... 177
4. **Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, Н.П. Соловьёв, Н.И. Храмушин.** Концентрационная зависимость сегрегации хрома после люочения сплавов Fe-Cr ионами He<sup>+</sup>. (15 мин)..... 178

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

2 июня, четверг, 12<sup>15</sup> – 13<sup>20</sup>

II утреннее заседание

Председатель И.С. Ташлыков

1. **Е.Ю. Журавлёва, Ф.Г. Нешов, О.В. Рябухин.** Определение соотношения F/ОН в кристаллах топаза ядерно-физическими методами. (15 мин)..... 179
2. **А.И. Камардин, Т.Д. Раджабов.** Влияние имплантации ионов на параметры отражающих покрытий Ag и Cu. (15 мин)..... 180
3. **Е. Ю. Боярко, Ю.Ю. Крючков, В.М. Малютин, В.П. Кощев.** Влияние защитного покрытия SiO<sub>2</sub> на дефектность GaAs. (15 мин)..... 181
4. **Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг.** Интерпретация наблюдаемого массопереноса в металлических системах при многократных импульсных воздействиях..... 182
- Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинина, Г.И. Геринг.** Локально неравновесный массоперенос в неизотермической бинарной металлической системе при воздействии интенсивными импульсными пучками. (Объединённый доклад 20 мин)..... 183

Стендовые доклады

- В.А. Никитенко, И.В. Пыканов, С.В. Мухин, С.Г. Стоюхин.** Влияние облучения электронами и ионами на формирование оптических свойств оксида цинка..... 184
- А.Б. Коршунов, А.Н. Иванов, Ю.Н. Жуков, И.В. Голубцов, В.К. Нарва.** Эффект аномально малых флюенсов электронов. Энергетический аспект проблемы..... 185

<b>В.В. Козловский, Е.В. Богданова, В.В. Емцев, К.В. Емцев, А.А. Лебедев, В.Н. Ломасов, А.Э. Васильев.</b> Прямое экспериментальное сравнение влияния электронного облучения на скорость удаления носителей заряда в кремнии и карбиде кремния	186
<b>В.Л. Ульянов, А.А. Ботаки, В.В. Ульянов.</b> Акустические свойства диэлектриков, подвергнутых радиационному облучению и наводороживанию.....	187
<b>А.К. Ташатов.</b> Изучение электронного состояния тонких гетероструктурных пленок, созданных методами эпитаксии и ионной имплантации.....	188
<b>Т.Д. Раджабов, А.М. Назаров, С.В. Пичко, Д.Э. Курбанов.</b> Исследование оптических материалов, модифицированных ионной имплантацией редкоземельными элементами.....	189
<b>Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова.</b> Исследование электронной структуры поверхности ионно-имплантированного $\text{CaF}_2$ .....	190
<b>С.Ж. Ниматов, И.А. Гарафутдинова, Д.С. Руми, У.Б. Шаропов.</b> Исследование температурной зависимости степени аморфизации поверхности Si(111) при низкоэнергетической бомбардировке щелочными ионами $\text{Na}^+$ .....	191
<b>А.П. Антипенко, Г.Л. Бочек, В.В. Ганн, С.В. Дюльдя, Н.И. Маслов.</b> Повреждение ориентированных монокристаллов кремния высокоэнергетическими электронами.....	192
<b>Г.А. Дискант, Г.Е. Колесов, А.И. Купчишин, А.Д. Мурадов, Ф.Ф. Комаров.</b> Влияние электронного облучения на деформацию гибкоцепных аморфно-кристаллических полимеров.....	193
<b>А.И. Купчишин, Т.А. Шмыгалёва, А.А. Купчишин, Ф.Ф. Комаров.</b> Связь процессов радиационного дефектообразования в твердых телах при ионном облучении с цепями Маркова.....	194
<b>К.В. Потатий, А.И. Купчишин, Д.Ю. Соколов.</b> О пороговых энергиях образования вакансионных скоплений на динамической стадии облучения.....	195
<b>С.К. Заманова, А.И. Купчишин, А.Д. Мурадов Т.А. Шмыгалёва, Ф.Ф. Комаров.</b> Моделирование на ЭВМ процессов генерации радиационных дефектов в полимерных материалах, облученных электронами.....	196
<b>Р.А. Ивахникова, А.И. Купчишин, Т.А. Шмыгалёва, А.А. Купчишин.</b> Аппроксимация интегральных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов (2 и 2.5 МэВ) при взаимодействии с ядром $^{96}\text{Mo}$ .....	197
<b>Г.А. Шипко, М.А. Степович.</b> Влияние обработки в низкотемпературной плазме коронного разряда на кристаллическую структуру и прочностные характеристики сплава "Сендаст".....	198

<b>А.И. Камардин.</b> Исследование маскирующих покрытий фотошаблонов, формируемых ионной имплантацией.....	199
<b>К.Ю. Вуколов, В.М. Гуреев, М.И. Гусева, Л.С. Данелян, С.Н. Звонков, С.А. Евстигнеев, В.В. Затёкин, В.С. Куликаускас.</b> Исследование углеводородных плёнок на внутрикамерных зеркалах в токамаке Т-10.....	200
<b>М.И. Гусева, В.М. Гуреев, Л.С. Данелян, В.В. Затёкин, Б.Н. Колбасов, С.Н. Коршунов, В.С. Куликаускас, И.Д. Скорлупкин, В.Г. Столярова, П.Н. Черных.</b> Изучение состава перемешанных слоев $Be+C$ на бериллии.....	201

**Часть I.**

**ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ**



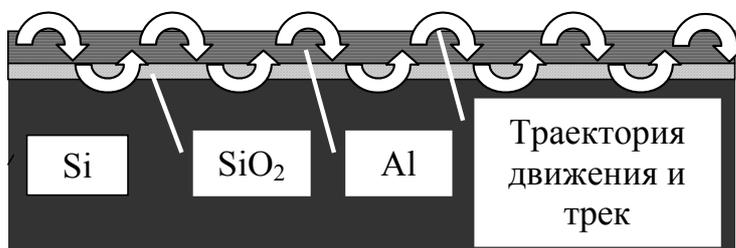
# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ МАГНИТО- ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МНОГОСЛОЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.В. Адаменко<sup>1)</sup>, В.И.Высоцкий<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Лаборатория электродинамических исследований "Протон-21", Киев, Украина

<sup>2)</sup>Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина

При проведении экспериментов по формированию сверхплотного состояния вещества (состояния коллапса [1]) с помощью сильноточного электронного драйвера в Лаборатории электродинамических исследований "Протон-21" много раз регистрировались следы сильного упорядоченного термо-механического воздействия на поверхность многослойной структуры. След имел вид осциллирующей траектории с постоянным периодом, которая периодически углублялась в объем мишени до подложки и выходила на ее поверхность. Поверхность мишени была перпендикулярной направлению на область коллапса и находилась от него на расстоянии 10 см. Эта поверхность представляла собой структуру, состоящую из пластинки Si, покрытой тонким слоем SiO<sub>2</sub> и слоем Al. Траектория (осциллирующий периодичный трек) имела вид пустотелого канала в объеме Al и SiO<sub>2</sub> со средним диаметром около 2 мкм, периодом около  $\Lambda \approx 60$  мкм и длиной более 2000 мкм. На поверхности мишени возле мест выхода трека из объема Al имеется много застывших капелек расплавленного Al. Оценки



на основе учета полной тепловой и механической работы, необходимой для разрушения и плавления части поверхности мишени, соответствующей треку, приводят к величине полного  $\Delta Q_{\text{tot}} \approx 5 \cdot 10^5$  ГэВ и

удельного  $dQ/dx \approx 2.5 \cdot 10^6$  ГэВ/см энерговыделения в пределах трека.

В докладе рассмотрен возможный механизм образования таких треков. Он связан с сильным взаимодействием гипотетических магнитозаряженных частиц, которые могут образовываться в зоне коллапса, с разными слоями поверхности, представляющими собой комбинацию парамагнетиков и диамагнетиков. Предсказано, что источником большого энерговыделения могут быть реакции синтеза  $Al^{27} + Al^{27} = Fe^{54}$ , протекающие с большим выделением энергии ( $\Delta E \approx 21,86$  МэВ) и стимулированные магнитозаряженными частицами.

Рассмотрен механизм формирования осциллирующей траектории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Adamenko S.V., Vysotskii V.I. // Foundations of Phys. Letters, 2004, V.17, P.203

# ТРАНСПОРТИРОВКА И ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

К.А.Вохмянина, Г.П.Похил  
НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

В последние годы проведен ряд экспериментов, в которых пучки взаимодействуют со стенкой канала, причем это взаимодействие носит самоорганизующийся характер, если канал изготовлен из хорошего изолятора [1,2,3,4]. В первые моменты прохождения заряженных частиц через диэлектрический канал часть ионов сталкивается со стенкой и она заряжается благодаря эмиссии электронов и осаждению ионов на ней. Затем, когда формируется определенное распределение заряда, частицы пучка перестают сталкиваться со стенками, и практически все частицы проходят через капилляр без потерь энергии и без перезарядки.

В настоящей работе показано, что есть, по крайней мере, два механизма этого эффекта. Существенным является конечность длины канала. В средней по длине части канала потенциал краевых сил квадратично зависит от  $x$ . Если длина канала не слишком велика, то краевые эффекты играют решающую роль в формировании потенциала и прекрасно объясняют бесконтактное прохождение ионов через канал. С ростом  $L$  величина поля убывает и при аспектном отношении  $L/d > 10^4$  фокусирующее действие канала уже нельзя объяснить краевыми силами.

Возникающий на стенке заряд распределен не равномерно, а флуктуирует. Быстро осциллирующая сила, действующая на частицу, приводит к возникновению однонаправленной силы, т.н. градиентной силы (силы Миллера-Гапонова) [5,6,7]. Именно эти силы и обеспечивают бесконтактное прохождение ионов через длинный изолирующий канал.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stolterfoht N., Bremer J.-H., et al. //Phys.Rev.Lett. 2002. V.88. P.133201
2. Жилияков Л.А., Костановский А.В. и др.// Поверхность, 2002, №11, С.65.
3. Жилияков Л.А., Костановский А.В., и др.// Поверхность, 2003, №4, С.6.
4. Похил Г.П., Вохмянина К.А. и др. // XXXIV Международная конференция по физике Взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва. 31мая-2 июня, 2004г. Тезисы докладов, с.22.
5. Гапонов А. В., Миллер М. А.// ЖЭТФ, 1958,т.34,С.242.
6. Гапонов А. В., Миллер М. А.// ЖЭТФ, 1958,т.34,С.751.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Механика, Т.1, раздел "Движение частиц в быстро осциллирующем поле".— М.: Наука, 1988г.

# ЭВОЛЮЦИЯ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

В.С. Малышевский

НИИ физики Ростовского госуниверситета, г. Ростов-на-Дону, Россия

При использовании кинетической теории для описания эффектов перезарядки каналированных ионов требуется введение новой дискретной переменной, определяющей зарядовое состояние иона. Кинетика прохождения ионов через ориентированный кристалл при этом описывается системой кинетических уравнений, число которых равно зарядовому числу иона. Реализация такого подхода позволила проследить эволюцию зарядовых состояний ионов при их движении вдоль кристаллографических направлений, которая существенно отличается от случая движения в аморфной среде. Изменение распределения по зарядовым состояниям в свою очередь влияет на перераспределение плотности потока ионов в каналах кристалла и, в конечном счете, на характер их взаимодействия с кристаллом. Это дает возможность не только объяснить многообразие наблюдаемых эффектов, но и позволит получить из наблюдаемых закономерностей фундаментальные данные о взаимодействии тяжелых ионов с кристаллами.

В основу кинетической теории каналирования тяжелых ионов, учитывающей эффекты перезарядки положены три предположения.

Во-первых, при выводе кинетических уравнений пренебрегается изменением продольной компоненты импульса иона, направленной вдоль кристаллографического направления. Такое приближение справедливо для не слишком толстых мишеней и хорошо себя зарекомендовало в исследованиях структурных особенностей кристаллов методом каналирования.

Во-вторых, предполагается, что начальное состояние пучка ионов представляет собой некогерентный ансамбль, равномерно заполняющий плоскость, перпендикулярную кристаллографическому направлению. В этом случае все прицельные параметры равновероятны, что позволило провести усреднение вероятности взаимодействия иона с кристаллом по координатам доступной области в поперечной плоскости. Доступная область при этом определяется кинематическими соотношениями.

В-третьих, существует большая разница во времени протекания процессов потери (или захвата) электрона ионом и процессов многократного рассеяния, возбуждения валентных электронов и фононов кристалла. Первые процессы являются быстрыми и характерное время их протекания намного меньше вторых. Это обстоятельство позволило представить вероятность комбинированного процесса, содержащего потерю или захват электрона, в виде произведения вероятностей отдельных процессов, что в значительной степени упростило решение поставленной задачи.

Представлены результаты численных расчетов прохождения квазиизотропного пучка ионов Al через кристалл кремния вдоль осевого направления  $\langle 100 \rangle$ .

# ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 5 ГэВ В КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГРАФИТА

С.В. Афанасьев<sup>1)</sup>, А.С. Артемов<sup>1)</sup>, А.Н. Ефимов<sup>1)</sup>, А.Д. Коваленко<sup>1)</sup>, С.В. Романов<sup>1)</sup>, Ш.З. Сайфулин<sup>1)</sup>, А.М. Таратин<sup>1)</sup>, М.А. Воеводин<sup>1)</sup>, В.И. Волков<sup>1)</sup>, Ю.Н. Адищев<sup>2)</sup>, Ю.Л. Пивоваров<sup>2)</sup>, А.П. Потылицын<sup>2)</sup>, А.С. Гоголев<sup>2)</sup>, В.Н. Забаев<sup>3)</sup>, С.Р. Углов<sup>3)</sup>, В.В. Бойко<sup>4)</sup>, Ю.В. Ефремов<sup>4)</sup>, Е.А. Силаев<sup>4)</sup>, С.П. Тимошенко<sup>5)</sup>

<sup>1)</sup>Лаборатория высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Россия

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

<sup>3)</sup>НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, Томск, Россия

<sup>4)</sup>Институт физики и технологий, Дубна, Россия

<sup>5)</sup>Московский государственный институт электронных технологий, Зеленоград, Россия

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) заряженных частиц не зависит от массы частицы. Единственный эксперимент для тяжелых частиц был проведен на пучке протонов (ИФВЭ, Серпухов) при энергии 70 ГэВ [1]. Ожидаемые свойства ПРИ от релятивистских ионов: а) выход ПРИ пропорционален квадрату заряда иона ( $Z^2$ ); б) тормозное излучение абсолютно отсутствует; в) возрастает фон от излучения дельта-электронов.

Эксперимент проводился на пучке протонов с энергией 5ГэВ, выведенном из нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (релятивистский фактор  $\gamma \approx 6,3$ ). Для регистрации рентгеновского излучения использовался полупроводниковый кремниевый ПИН- спектрометр. Энергетическое разрешение спектрометра, измеренное в реальных экспериментальных условиях для  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  линий характеристического излучения, возбуждаемых протонами в медной мишени, составило 160 эВ. Измерялись спектры фотонов ПРИ, излучаемых протонами в кристаллах: графита (200) толщиной 2 мм, кремния (100) толщиной 300 мкм в Брэгговской геометрии ( $\theta_B = 22,5^\circ$ ). В измеренных спектрах наблюдались максимумы, положение которых соответствовало энергиям фотонов ПРИ для различных углов ориентации кристалла. Для кристалла кремния абсолютный выход ПРИ составил  $2,25 \times 10^{-6}$  фотон/протон/стерад.

Следующим шагом мы планируем исследовать  $Z$  – зависимость выхода ПРИ на выведенном пучке ионов углерода ( $Z = 6$ ) Нуклотрона.

Работа поддержана грантами: РФФИ#1758 и МНТЦ#2140.

## ЛИТЕРАТУРА

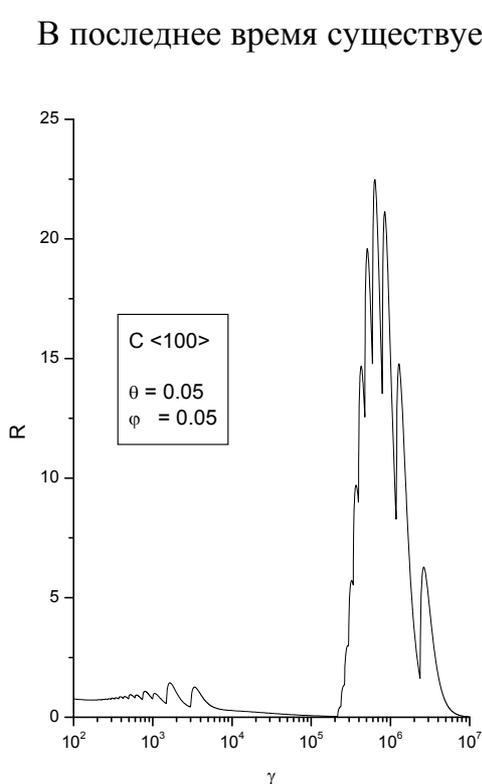
1. Afanasenko V.P. et al. // Physics Letters, 1992, V. A 70, p. 315.

# КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ АТОМА АНТИВОДОРОДА В КРИСТАЛЛЕ

Ю.П. Кунашенко <sup>1)2)</sup>

<sup>1)</sup>Государственное научное учреждение "НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете", г. Томск, Россия

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



В последнее время существует интерес к получению атомов антиводорода ( $\bar{H}$ ) [1-3], связанный с фундаментальной проблемой симметрии между веществом и антивеществом. Основным способом получения  $\bar{H}$  является взаимодействие образования  $e^+e^-$  пар при взаимодействии антипротонов ( $\bar{p}$ ) с фотонами или атомами с захватом образованного  $e^+$  в связанное состояние с  $\bar{p}$  состояние. Впервые  $\bar{H}$  были получены в эксперименте [4]. К сожалению, число созданных  $\bar{H}$  составило всего несколько десятков. В связи с этим актуальной задачей является поиск способов получения  $\bar{H}$ . Одним из путей увеличения выхода  $\bar{H}$  может быть использование когерентного эффекта в кристаллах [5]. В [5] был рассмотрен когерентный эффект типа Б (осевая ориентация). Увеличение выхода  $\bar{H}$  в этом случае не превысило 10%. При влете пучка  $\bar{p}$  под малым углом к плоскостям кристалла, увеличение выхода  $\bar{H}$  по сравнению с аморфной мишенью более порядка. На рис. показано отношение  $R$  сечения образования  $\bar{H}$  в кристалле к сечению в аморфной мишени в зависимости от релятивистского фактора  $\bar{p}$ . Кристалл алмаза, угол влета  $\bar{p}$  относительно оси  $\theta = 0.05$  мрад, относительно плоскости (100)  $\varphi = 0.05$  мрад.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Aste A., Henchken K., Trautmann D., Baur G. // Phys.Rev.A. 1994. V.50. P. 3980
2. Vane C.R., Datz S., Dittner F. et al. // Phys.Rev.Lett. 1992.V.69, P.1911
3. Munger C.T., Brodsky S.J., Schmidt I. // Phys.Rev. D 1994, V.49. P. 3228
4. Blanford G. et al. Preprint FERMILAB-Pub-97/398-EE862 1997, P.1
5. Yu.P. Kunashenko, Yu.L. Pivovarov // Nucl. Instr. Meth. B. 1996, V.119. P.137

# THE THEORY OF FOCUSING OF HIGH ENERGY IONS BY BENT CRYSTALS OF SPECIAL SHAPE

G. V. Kovalev

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

The focusing mechanisms of high energy channeling particles by a bent crystal with a cylindrical end face are considered. The previous estimations /1/ show that the size of smallest focal spot is proportional to the square root of the crystal thickness. In this report we present the detail theory of the focusing in bent crystals using the statistical mechanics. The quantum mechanical effects for focusing and aberration are not considered. The crystalline geometry and parameters, which could provide the maximum magnification and minimum focusing size, are analyzed. The beam envelope near the focusing spot and intensity profile are derived and compared with experimental data /2-3/.

## REFERENCES

1. Kovalev G. V. // Nucl. Inst. and Meth. B. 2003. V.207, P. 482.
2. Denisov A. S., Fedin O. L., Gordeeva M. A. et. al. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1992. V.69, P. 382.
3. Baranov V. I. et. al. // XVth International Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, July 20-24. 1992. P128.

# ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ВЫЖИВАНИЯ И ПЕРЕЗАРЯДКИ ВОДОРОДОПОДОБНОГО ИОНА ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ПЛЕНКУ

В.А. Александров<sup>1)</sup>, Г.М. Филиппов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Чувашский государственный университет, Чебоксары, Россия

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

Решается задача изменения состояния быстрого водородоподобного иона, проходящего через твердотельную пленку, с учетом возможности отрыва единственного электрона от ядра и захвата электрона из твердого тела. Изменение состояния собственного электрона иона рассчитывается при помощи модифицированной теории возмущений, в то время как захват электрона из электронного газа металла учитывается в рамках стандартной теории. Одним из преимуществ применяемого способа является возможность учета влияния всех сопутствующих событий обмена энергией и импульсом между окружающей средой и движущимся ионом на изучаемый процесс. В предыдущих работах (см., например, /1/), учет возможности захвата не производился, поскольку рассматривался неравновесный режим движения в достаточно тонкой пленке. В настоящей работе мы пытаемся распространить ранее полученные результаты на случай движения в пленке малой, но достаточно большой толщины, в которой успевает установиться равновесное распределение фрагментов иона на вы-

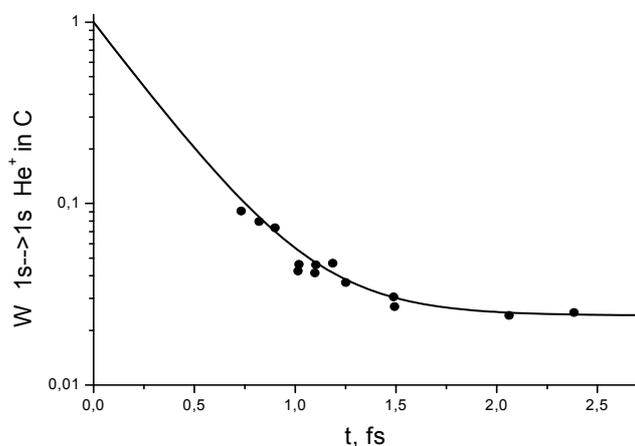


Рис.1. Рассчитанная (сплошная линия) и экспериментальная зависимости вероятности выживания иона гелия в углероде. Энергия иона — 800 кэВ на нуклон

ходе. На приводимом рисунке показаны результаты для иона  $He^+$  в углероде. Зависимость вероятности выживания иона рассчитывалась при помощи матрицы плотности. Сечение захвата электрона из углерода оценивалось из экспериментальных результатов работы /2/. Учет захвата производился на основе кинетической теории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В.А., Филиппов Г.М.//Поверхность, 2005. № 4, с.11.
2. Cue N., De Castro Faria N.V., Gaillard M.J., Poizat J.C., Remilieux J.// Comm. 8<sup>th</sup> ICACS. Hamilton, Canada, Aug.12-17, 1979. P.98.

# ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО АТОМА НА ЕГО ТОРМОЖЕНИЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Л. Л. Балашова

НИИ ядерной физики МГУ, Москва

Вопросы торможения быстрых нейтральных атомов при прохождении через различные среды входят составной частью в экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия атомных частиц с веществом [1-3]. К ним относится проблема экранировки заряда ядра проходящей атомной частицы электронами ее атомной оболочки. В атомах, как и в атомных ионах, эта экранировка является неполной, и нейтральный атом, проходя через вещество, испытывает торможение как частица, обладающая ненулевым (эффективным) зарядом.

В исследованиях зависимости эффективного заряда атомной частицы от ее скорости и от свойств среды хорошие результаты дает использование диэлектрической теории торможения [3,4]. Ранее мы рассмотрели в рамках такого подхода, как влияет на эффективный заряд иона возбуждение его электронной оболочки [5]. В настоящей работе этот вопрос исследуется применительно к нейтральному атому. Выполненные расчеты тормозной способности углерода и других сред по отношению к атому гелия и, вместе с ними, расчеты эффективного заряда для основного и ряда возбужденных состояний этого атома показывают, что установленное ранее положение о существенной зависимости эффективного заряда иона от формы его электронного облака [5,6] справедливо и для нейтрального атома.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Cooney P.J. et al. // NIM, 1980, V.170, p.73.
2. Yamazaki Y. et al. // NIM B, 1984, V.2, p.241.
3. Yang Q., // Phys. Rev. A, 1994, V.49, p.1089.
4. Балашова Л.Л., Кабачник Н.М. // Известия АН сер. физ, 1998, т.62, с.763.
5. Балашова Л.Л., Соколик А.А. // Вестник Моск. ун-та., сер. физ. астроном. (в печати).
6. Tsuchida H., Kaneko T. // J. Phys. B, 1997, V.30, p.1747.

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОВОДЯЩЕЙ СФЕРЫ ДВИЖУЩИМИСЯ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Г.М. Филиппов, А.Р. Латаев

Чувашский государственный педагогический университет им И.Я.Яковлева

Ранее [1] была сформулирована общая теория поляризационных явлений, возникающих при взаимодействии нерелятивистских заряженных частиц с телами сферической формы. Были решены две конкретные задачи, в одной из которых заряженная точечная частица покоилась вблизи от неподвижного незаряженного проводящего шара, а в другой точечный заряд вращался по круговой орбите вокруг этого шара. Мы продолжаем решение некоторых задач, имеющих определенное прикладное значение. Например, обтекание сферического спутника потоками заряженных частиц солнечного ветра, поляризация фуллеренов, образующихся в некоторых технологических процессах, представляют собой практически важные явления, для правильного понимания которых необходимо решить задачу о поляризации проводящей сферы заряженной частицей, движущейся по некоторой траектории в окрестности сферы. Сила торможения и сила притяжения к сфере могут существенно повлиять на траекторию движущейся частицы, что приводит к необходимости рассмотрения более общей задачи самосогласованного вычисления поляризационных полей и траектории. В данной работе рассматривается частная задача о поляризации сферы нерелятивистской частицей, движущейся с постоянной скоростью по прямолинейной траектории. Рассчитывается передача энергии, импульса и момента твердому телу, возникающее возмущение твердого тела, сила взаимодействия между частицей и твердым телом. В первом порядке теории возмущений вычисляется излучение, возникающее при пролете частицы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Г.М., Елизарова Л.В. // Поверхность, 2003, № 4, с. 39.

# РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЧАСТИЦЫ В ПЛЕНКЕ ПРИ ПОМОЩИ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет, Чебоксары, Россия

Важное свойство матрицы плотности атомной частицы состоит в том, что она содержит информацию об угловом и энергетическом распределении в том смешанном состоянии, в котором частица пребывает по мере продвижения через твердое тело. В экспериментах по наблюдению за свойствами частиц, прошедших через пленку вещества, эти два типа распределения могут быть измерены с достаточно высокой точностью, предоставляя тем самым возможность получить важные сведения как о свойствах твердого тела, так и о характеристиках взаимодействия частицы с твердым телом. Поскольку вычисление матрицы плотности с самого начала можно провести в рамках квантовой механики, представляется возможным проанализировать свойства элементарных возбуждений твердого тела на микроскопическом уровне, не прибегая к классическим представлениям. В работе рассматривается прохождение электронов через твердотельные пленки, позволившее ранее /1/ обнаружить важные свойства плазмонов, такие, как дисперсия и затухание. Для тех же целей предлагается использовать эксперименты по прохождению тяжелых частиц, таких, как протоны, водородоподобные ионы, альфа-частицы. В этом случае возникает необходимость построения диэлектрической проницаемости, учитывающей существование дополнительных незанятых электронных состояний в электронных оболочках движущегося иона. Тем самым достигается возможность последовательного учета изменения заполнения упомянутых оболочек в процессе движения. Энергетические потери и другие важные характеристики иона могут быть вычислены с учетом возможного захвата и потери одного или нескольких электронов. В работе подробно исследуется временной ход процесса отрыва электрона от ядра. Как показывают расчеты, после некоторого начального переходного периода пакет электрона начинает с определенным ускорением удаляться от иона-носителя, уменьшая свою пространственную ширину обратно пропорционально квадратному корню из времени движения в твердом теле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ninham B.W., Powell C.J., Swanson N. //Phys. Rev., 1966, V.145, p.209.

# ПЕРЕЗАРЯДКА, КАНАЛИРОВАНИЕ И ПРОБЕГИ МЕДЛЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

В.В.Самарин

ОУ ВПО ЦС РФ “Чебоксарский кооперативный институт”, Чебоксары, Россия

В полуклассической модели ионноатомного столкновения /1,2/ на основе численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера /2/ исследованы зависимости сечений захвата и потери электрона ионом при столкновениях с атомами от прицельного параметра столкновения, зарядового состояния и скорости иона. Проведено сравнение с приближением двухцентровых (молекулярных) состояний /1/. Найдены средние сечения захвата и потери ионом электрона в аморфной мишени, сечения, зависящие от прицельного параметра столкновения с цепочкой атомов и сечения, зависящие от поперечной энергии иона. По схеме работы /3/ определена эволюция распределения ионов по зарядовым состояниям с глубиной при прохождении ионов через аморфную мишень. Проведено моделирование изменения зарядовых распределений тяжелых ионов (Al, P) при столкновении с цепочкой атомов и при осевом каналировании в кристаллах. Показана связь между существенным различием пробегов ионов алюминия и фосфора в направлении  $\langle 110 \rangle$  кристалла кремния и различием в установившихся зарядовых распределениях этих ионов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Квливидзе В.А., Красильников С.С. Введение в физику атомных столкновений.- М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985, с. 175.
2. Самарин В.В., Самарина С.М.// Поверхность, 2005, № 4, с.14.
3. Белкова Ю.А., Теплова Я.А., Дмитриев И.С. // Поверхность, 2002, № 4, с. 39.

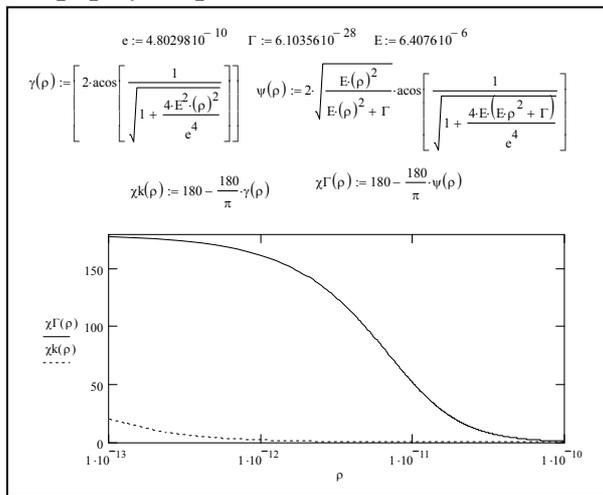
# РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНАМИ В ПОЛЕ БИНОМИАЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.К. Гудым, Е.В. Андреева

Институт Физики полупроводников Национальной академии наук Украины, Киев,  
Украина

Ранее нами было показано [1, 2], что взаимодействие электрона с протоном происходит по закону  $V = -\frac{e^2}{r} + \frac{\Gamma}{r^2}$ . Там же было показано, как при этом видоизменяются решения классической задачи Кеплера и уравнения Шредингера.

В настоящей же работе будет рассмотрено, как в поле биномиального потенциала происходит процесс рассеяние электронов на протонах. Известно, что формула рассеяния с потенциалом Кулона дает удовлетворительные результаты только при энергиях электронов порядка нескольких десятков эв. При сотнях, тысячах и более эв такая формула рассеяния уже не соответствует эксперименту.



При сотнях, тысячах и более эв такая формула рассеяния уже не соответствует эксперименту.

На рисунке показаны формулы с кулоновским  $\gamma(\rho)$  и биномиальным  $\Psi(\rho)$  потенциалами. (Там же приведены другие данные с тем, чтобы читатель смог в программе Mathcad 2001 воспроизвести эти формулы и рассчитать варианты с другими энергиями электрона). На рисунке кривые соответствуют энергии 400 Мэв.

На рисунке кривые соответствуют энергии 400 Мэв.

Расчеты показывают, что формула рассеяния электронов в поле биномиального потенциала удовлетворительно представляет процесс в пределах прицельных расстояний вплоть до  $10^{-13}$  для энергий электронов от единиц эв до сотен Мэв.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1.Гудим В.К. // Вісник Київського університету. Сер.фіз.-мат.наук. 2001, №3,с.254.
- 2.Гудым В.К.,Андреева Е.В. // Поверхность, 2003 №5 с.59.

# ГЛУБОКО-НЕУПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ ЛЕПТОНОВ НА АДРОНАХ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ ОРИЕНТИРОВАННОГО КРИСТАЛЛА

А.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г. Нальчик, Россия

Рассмотрены процессы глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) электронов на нуклонах в ориентированном кристалле (ОК). В аморфной мишени такого рода эксперименты проводятся с начала 70-х годов с целью выяснения структурных функций адронов [1]. Во внешнем поле ОК модифицируется ток, соответствующий падающему электрону.

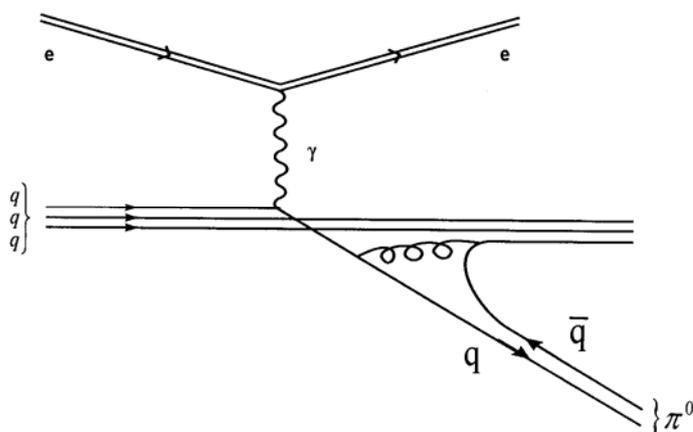


Рис.1 Процесс тормозного излучения глюона с последующим его распадом на кварк-антикварковую пару и последующей фрагментацией кварков на  $\Delta^+$  резонанс и  $\pi^0$  мезон.

Для достаточно больших переданных импульсов рассеяние происходит на отдельном валентном кварке, как показано на диаграмме, или на "кварках моря".

Показано, что для малых значений квадрата переданного импульса  $q^2$  в ОК может иметь место эффект радиационного усиления на один - два порядка дифференциального сечения глубоко-неупругого рассеяния в определённых кинематических областях, в частности, в области рождения  $\Delta^+$  резонанса.

## ЛИТЕРАТУРА

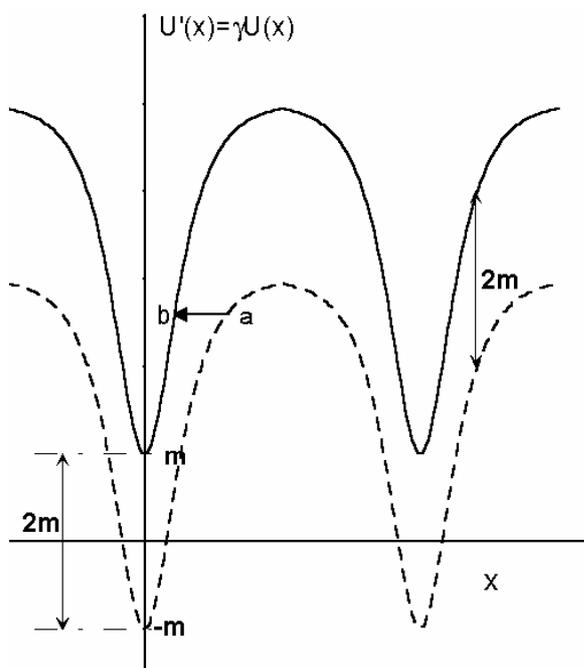
1. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. Введение в физику частиц. -М.: Мир, 1987, 456 с.

# НАРУШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ВАКУУМА ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г. Нальчик, Россия

В случае сильных внешних полей стабильность вакуума нарушается за счёт возможности рождения такими полями электрон-позитронных пар и фотонов /1/. В данной работе нами вычисляется вероятность рождения пар из вакуума в ориентированных кристаллах (ОК) при энергиях частиц, проходящих через кристалл (электронов, фотонов и т.д.), превышающих несколько сот ГэВ.



**Рис.1** Процесс рождения пары внешним полем кристаллографических осей (плоскостей) кристалла в сопутствующей системе отсчёта.

ОК, начиная с энергий в несколько сот ГэВ, причём это влияние обусловлено исключительно неоднородностью поля.

Предложен метод вычисления функций Грина для рассматриваемого процесса, основанный на вычислении континуального интеграла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гитман Д.М., Фрадкин Е.С., Шварцман Ш.М. Квантовая электродинамика с нестабильным вакуумом. - Москва: Наука, 1991, 296 с.

В. В. Тихомиров

Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь

Увеличение эффективности захвата в режим плоскостного каналирования улучшает характеристики излучения каналированных позитронов, уменьшает деканалирование и вероятность взаимодействия с ядрами кристалла каналированных протонов и ядер. Особое внимание повышению эффективности захвата придается в случае использования изогнутых кристаллов для отклонения частиц гало пучков таких ускорителей, как Tevatron и LHC. В докладе впервые предлагается и количественно исследуется возможность существенного увеличения эффективности захвата положительно заряженных частиц, обеспечиваемого неадиабатическим скачком амплитуды изменения плоскостного потенциала. Предполагается, что подобный скачок возникает на границе двух кристаллов с заметно отличающимися атомными номерами (например, кристаллов Si и Ge), либо на границе слоя монокристалла с существенно, но не полностью нарушенной дефектами кристаллической структурой и достаточно резкой границей. Принципиальным и достаточно трудновыполнимым требованием при создании такого скачка плоскостного потенциала является сохранение единой продолжающейся структуры атомных плоскостей при переходе через границу кристаллов либо кристаллического слоя с нарушенной структурой. При выполнении этого условия частицы, движущиеся под малыми углами к кристаллическим плоскостям, будут испытывать действие усредненного потенциала, неадиабатически возрастающего при пересечении указанной границы. При этом эффективность захвата будет увеличиваться из-за смещения большинства положительно заряженных частиц в область дна потенциальной ямы, возникающего, если граница располагается на глубине, несколько превышающей четверть пространственного периода каналирования. В случае энергии LHC эта глубина составляет несколько сотых миллиметра. Наиболее существенное увеличение эффективности захвата будет достигаться при угловом разбросе частиц, сравнимом с углом каналирования, либо меньшем его.

# ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ ИОНОВ, ПАДАЮЩИХ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ ПРИ НЕБОЛЬШИХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

Н.В. Новиков, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Для оценки глубины проникновения ионов с энергией  $E_0$ , падающих на поверхность под углом скольжения  $\alpha$ , часто используют табличные /1/ значения пробега ионов, имеющих такую же величину  $E_0 \sin^2 \alpha$  перпендикулярной составляющей скорости. Целью этой работы является расчет глубины проникновения  $D(E_0, \alpha)$  ионов азота с энергией  $E_0 = 300$  кэВ в столкновениях с медной поверхностью при небольших углах скольжения  $\alpha$  и сравнение ее с табличными значениями. Моделирование процесса выполнено методом Монте-Карло с помощью программ MCIT /2/ и TRIM /3/, отличающихся моделью углового распределения в ион - атомном столкновении /4/. Пусть  $N$  - число ионов на глубине  $Z$ , прошедших в направлении противоположном нормали к поверхности. Тогда  $D(E_0, \alpha)$  определяется площадью под кривой  $N/N_0$ , где  $N_0$  - число падающих ионов.

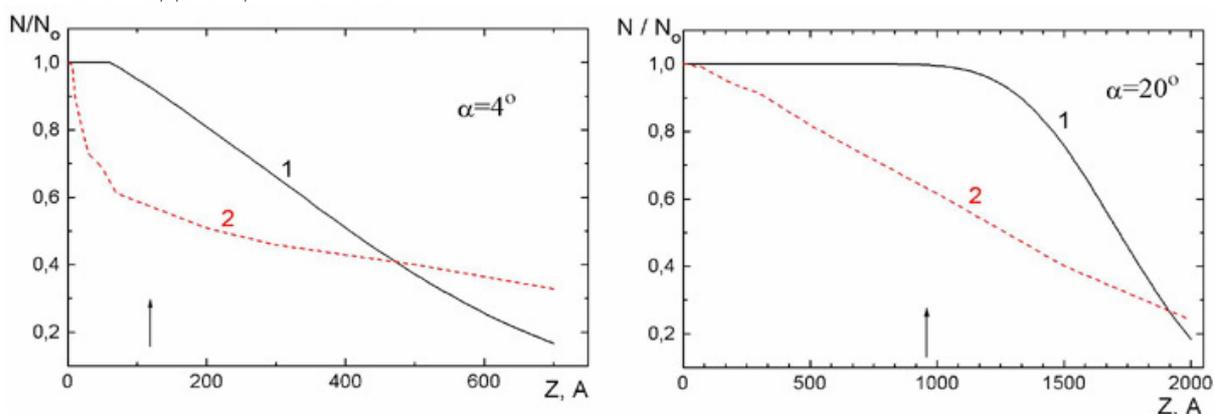


Рис. 1 Отношение числа ионов азота на глубине  $Z$  к числу падающих ионов  $N_0$  при  $E_0=300$  кэВ  $\alpha=4^\circ$  и  $\alpha=20^\circ$ . Расчеты выполнены по 1 – MCIT /2/ и 2 – TRIM /3/. Стрелкой на рисунках указано табличное /1/ значение глубины проникновения ионов для такой же величины перпендикулярной составляющей скорости  $D(E_0 \sin^2 \alpha, 90^\circ)$ .

При небольших углах  $\alpha$   $D(E_0, \alpha) = \int dZ N/N_0$  в несколько раз превышает табличное значение для ионов с такой же перпендикулярной составляющей скорости  $D(E_0 \sin^2 \alpha, 90^\circ)$ . Так, при  $\alpha=4^\circ$  интегрирование (рис. 1) дает глубину проникновения 440А и 640А для MCIT и TRIM соответственно, что в 3-4 раза больше  $D(E_0 \sin^2 \alpha, 90^\circ)$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Andersen H.H., Ziegler J.F. Stopping Power and Ranges in All Elements, Vol.3, Pergamon Press, New York, 1977, p.357.
2. Novikov N.V., Teplova Ya.A., et al // NIM V. B212, 2003, P.96.
3. Biersack J.P., Haggmark L.G. // NIM, V.174, 1980, c.257.
4. Novikov N.V., Teplova Ya.A., et al. // NIM B, 2005 (в печати).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ БОРА

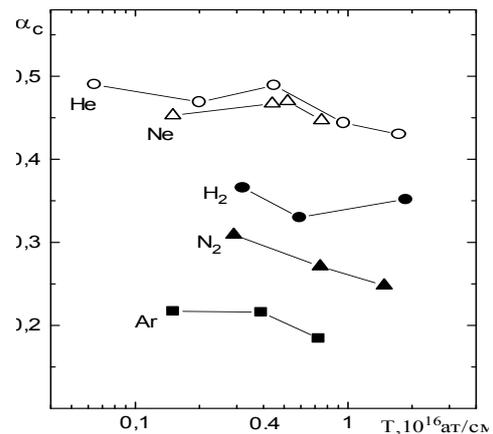
И.С. Дмитриев, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В настоящей работе продолжено исследование относительных количеств  $\alpha_C$  метастабильных частиц в состояниях (1s2s) в пучках ионов легких элементов, образованных в процессе захвата электрона водородоподобными ионами. Были получены и проанализированы новые данные относительно сечений перезарядки ионов  $B^{4+}$ , имеющих скорость  $V = 5.5$  а.е. в газовых мишенях ( $H_2$ , He,  $N_2$ , Ne, Ar) толщиной  $T = (10^{14} - 10^{16})$  атом/см<sup>2</sup>. Значения  $\alpha_C$  находились по повышенной величине сечения  $\sigma_{Z-2,Z-1}$  потери электрона гелиеподобными ионами  $B^{3+}$ , прошедшими через азотную мишень и содержащими метастабильную компоненту /1/,  $\alpha_C = [\sigma_{Z-2,Z-1} / \sigma_{\min} - 1] / [\sigma_{\max} / \sigma_{\min} - 1]$ , где  $\sigma_{\min}$  и  $\sigma_{\max}$  – сечения потери электронов гелиеподобными ионами в основном (1s<sup>2</sup>) и метастабильном (1s2s) состояниях. Для ионов бора, имеющих скорость  $V = 5.50$  а.е. имеем  $\sigma_{\max} = 5.17 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>/ат и  $\sigma_{\min} = 1.3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>/ат.

Экспериментальные величины  $\alpha_C$  в зависимости от толщины мишени приведены на рисунке, где указаны газовые среды.

С увеличением  $T$  значения  $\alpha_C$  уменьшаются. В гелии и неоне уменьшение  $\alpha_C$  не превышает  $\approx 10-15\%$ , а в азоте и аргоне  $\sim 20-25\%$ . В целом величины  $\alpha_C$  с ростом  $T$  уменьшаются слабее, чем при скорости  $V = 3.65$  а.е. /1,2/. В зависимости от атомного номера среды  $Z_t$  значения  $\alpha_C$  минимальны в аргоне ( $\alpha_C \approx 0.2$ ) и максимальны в гелии и неоне ( $\alpha_C \approx 0.45$ ).

Полученные результаты позволяют определить величину сечения  $\sigma_{1s,nl}$  захвата электрона водородоподобными ионами в метастабильное состояние с  $n > 1$ .  $\sigma_{1s,nl} = \sigma_{z-1,z-2} \alpha_C(0) / (1 - R_{12})$ , где  $\alpha_C(0) \approx \alpha_C(T)$  при  $T = 10^{14}$  ат/см<sup>2</sup>,  $\sigma_{z-1,z-2}$  – экспериментальные сечения захвата электрона ионами бора  $B^{4+}$ ,  $R_{12} \leq 0.25$  – доля возбужденных гелиеподобных частиц, высвечивающихся к моменту следующего столкновения. С увеличением скорости ионов от 3.65 до 5.50 а.е. величины  $\sigma_{1s,nl}$  уменьшаются от 14 до 4 раз при переходе от водорода к аргону.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. //Поверхность, 2005, №1, с.123.
2. Dmitriev I.S., Teplova Ya.A., Fainberg Yu.A., Belkova Yu.A. //Phys. Scr. 2003. V. 68.P.383

# ХПЭ ЗАРЯДОВЫХ ФРАКЦИЙ МЕДЛЕННЫХ ИОНОВ, ОТРАЖЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛА

М.К. Губкин, А.А. Барат

Московский энергетический институт (Технический университет), Москва,  
Россия

Предложена простая модель, описывающая характеристические потери энергии (ХПЭ) различных зарядовых фракций медленных (0.1 – 1 а.е. скорости) ионов, отраженных поверхностью металла. Принято приближение  $1/l_{tr} \ll \alpha_{ij} \ll \mu$ , где  $l_{tr}$  – транспортная длина,  $\alpha_{ij}$  – сечения перезарядки иона из состояния  $i$  в состояние  $j$ ,  $\mu$  – сечение возбуждения электронно-дырочной пары. Принятое приближение позволяет разделить упругий и неупругий каналы потерь энергии и записать плотность вероятности потери энергии  $\Delta$  ионом, падающем на поверхность металла в состоянии  $i$  и отраженном в состоянии  $j$ , в виде:

$$\frac{dp_{ij}}{d\Delta} = \int_0^\infty dl \int_0^\Delta d\varepsilon A(l, \Delta - \varepsilon) \int_0^\infty dl^* \delta(\varepsilon - \gamma_1 l^*) B_{ij}(l, l^*),$$

где  $l$  – длина траектории,  $A(l, \varepsilon)$  – функция распределения по пробегам и упругим потерям энергии (плотность вероятности для иона иметь в металле пробег  $l$  и потерять в упругих столкновениях энергию  $\varepsilon$ ),  $B_{ij}(l, l^*)$  – плотность распределения по эффективным пробегам  $l$ ,  $l^*$  – эффективный пробег иона в металле

$$l^* = l_1 + \gamma_2 l_2 / \gamma_1 + \gamma_3 l_3 / \gamma_1 + \dots,$$

где  $l_i, \gamma_i$  – суммарный пробег и тормозная способность для иона в зарядовом состоянии  $I$ , соответственно). Как показано в /1/, задача о нахождении матрицы  $B_{ij}(l, l^*)$  допускает точное решение. Например, для случая двух зарядовых состояний 1 и 2 при  $1/k < l^* < l + 0$

$$B_{11}(l, l^*) = e^{-\alpha_1 l} \delta(l^* - l) + \frac{\alpha_2 k}{k-1} e^{-\frac{(k\alpha_2 - \alpha_1)l}{k-1}} e^{-\frac{k(\alpha_1 - \alpha_2)l^*}{k-1}} \times \\ \times \sqrt{\frac{\alpha_1(kl^* - l)}{\alpha_2 k(l - l^*)}} I_1 \left[ \frac{2}{k-1} \sqrt{k\alpha_1 \alpha_2 (kl^* - l)(l - l^*)} \right],$$

и  $B_{ij}(l, l^*) \equiv 0$  при других значениях  $l^*$ . Здесь  $k = \gamma_2 / \gamma_1$ ,  $I_1$  – модифицированная функция Бесселя порядка 1.

На примере простой модели 90- и 180-градусных столкновений исследована функция  $A(l, \varepsilon)$  для случая отражения нормально падающих ионов от плоской поверхности. В области  $l \ll l_{tr}$  она имеет вид:

$$A(l, \varepsilon) = [f_1(\varepsilon) + f_2(\varepsilon) \cdot l/l_{tr} + f_3(\varepsilon) \cdot l^2/l_{tr}^2 + \dots] \cdot \exp(-l/l_{tr}),$$

где функции  $f_i(\varepsilon)$  описывают упругую потерю энергии при "сильных" рассеяниях  $i$  – й кратности на траекториях длины  $l$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барат А.А., Губкин М.К. // Тезисы докладов XXXIV Международной конференции по физике взаимодействия частиц с кристаллами. – М.: Изд.-во УНЦДО, 2004, с.32

# ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ЭНЕРГИЯМ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОСЬ-ПЛОСКОСТЬ

А.К. Холодов, В.П. Кощев, Д.А. Моргун  
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

Рассматривается задача нахождения распределения потока каналированных частиц на заданной глубине в канале кристалла. Рассеяние каналированной частицы на электронах и на тепловых колебаниях ядер кристаллической решетки, а также на дефектах кристалла ведет к не сохранению поперечной энергии частиц  $E_{\perp}$  и перераспределению потока каналированных частиц. Рассматривается движение частиц в, так называемом, пространстве поперечных энергий и в этом случае средний квадрат флуктуаций поперечной энергии  $\overline{\delta E_{\perp}^2}$  выступает основной характеристикой процесса рассеяния каналированных частиц на флуктуациях потенциала атомной плоскости.

В работе учитывается влияние атомных цепочек на движение частиц в канале с учетом многократного рассеяния. Обнаружено, что в окрестности различных атомных цепочек для одного и того же плоскостного канала наблюдаются соответственно различные распределения частиц (см. рис. 1).

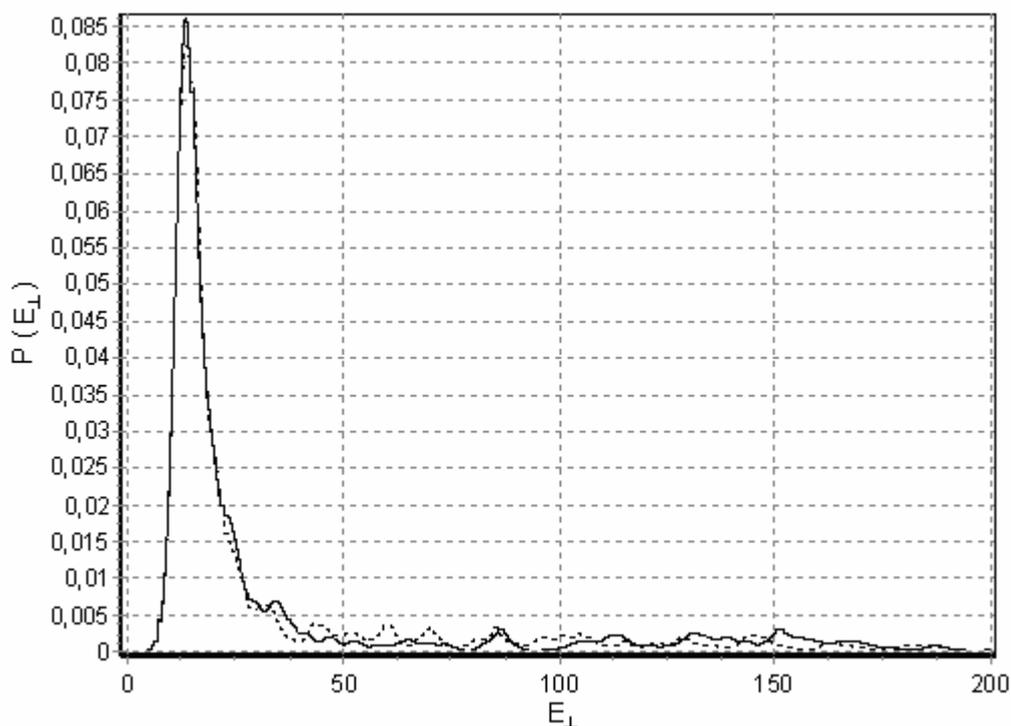


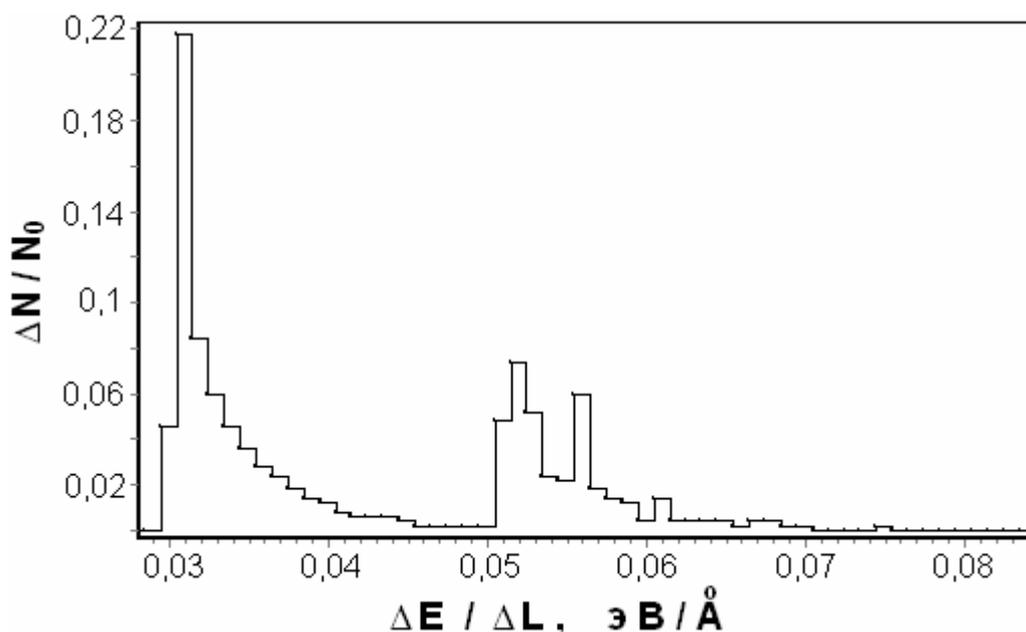
Рис. 1. Плотность распределения протонов с энергией 1 ГэВ в канале (100) в окрестности цепочек  $\langle 010 \rangle$  (сплошная линия) и  $\langle 011 \rangle$  (пунктирная линия) при угле падения на кристалл, близкому к критическому, на глубине 2739 А.

## ФЛУКТУАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

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

В рамках ланжевеновского подхода к теории эффекта каналирования [1] предложен новый метод расчёта средней скорости потерь энергии, которая может быть выражена через траекторно-зависящий коэффициент диффузии быстрых ионов на электронах кристалла. Показано, что формула для средней скорости потерь энергии совпадает с формулой Бете-Блоха, в которой средняя электронная плотность заменена на локальную, если регулярное расположение атомов в кристаллографической плоскости заменить на хаотическое.

На рисунке представлены результаты расчёта средней скорости потерь энергии протонов с энергией 60 ГэВ в (111) плоскостном канале изогнутого кристалла кремния ( $R^{-1} = 0,007 \text{ см}^{-1}$ ). Средняя скорость потерь энергии рассчитывалась с учётом правила равномерного распределения Линдхарда [2]. В расчётах не учитывалось многократное рассеяние и страгглинг ионизационных потерь каналированных протонов.  $N_0 = 500$  частиц.



### ЛИТЕРАТУРА

1. Кощев В.П. Ланжевеновский подход к теории каналирования. – Сургут: Изд.-во СурГУ, 2001, с. 86.
2. Линдхард Й. // УФН. 1969. Т. 99. Вып. 2. с. 249.

## ДЕКАНАЛИРОВАНИЕ ИОНОВ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОСЬ-ПЛОСКОСТЬ

Н.В. Сафин, В.П. Кощев, Д.А. Моргун  
Сургутский государственный университет, 628400 Сургут, Россия

С помощью численного решения уравнения движения каналированных ионов в переходной области ось-плоскость кубических кристаллов исследовано явление деканалирования ионов гелия. Построены функция деканалирования и ориентационная зависимость для ионов гелия с энергией 1.2 МэВ в кристалле кремния для различных кристаллографических направлений. Исследовано влияние многократного рассеяния.

Обнаружено, что переходная область ось-плоскость влияет на движение частиц и деканалирование. Впервые обнаружено, что для плоскостного направления (100) переходная область в окрестности цепочки  $\langle 010 \rangle$  отсутствует, а в окрестности  $\langle 011 \rangle$  оказывает заметное влияние.

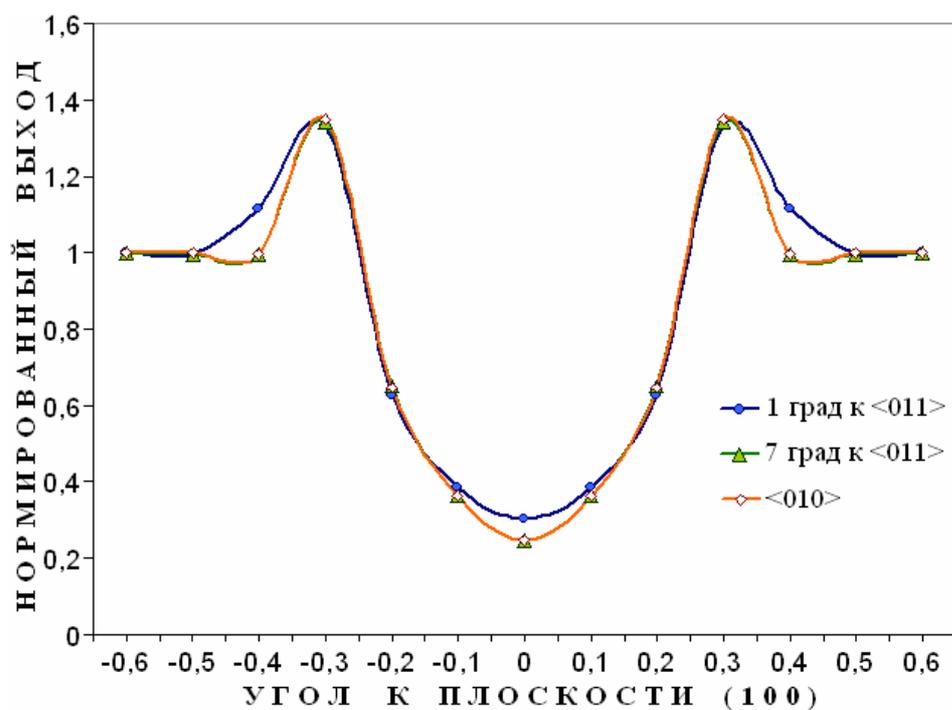


Рис.1. Ориентационная зависимость получена для направления пучка ионов гелия под углами 1 и 7 градусов к оси  $\langle 011 \rangle$  и по направлению оси  $\langle 010 \rangle$  на глубине 500 Å при угловой расходимости  $0.05^\circ$  без учёта многократного рассеяния.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Ю.Ф. Блинов, П.В. Сербя

Таганрогский радиотехнический университет, Таганрог, Россия

Моделирование процессов переноса ускоренных частиц методом Монте-Карло является реализацией численного решения уравнения переноса

$$\varphi(x) = \int K(y, x)\varphi(y)dy + f(x)$$

здесь  $\varphi(x)$  - плотность потока частиц в точке фазового пространства  $x = (r, v)$ ,  $K(y, x)$  - плотность вероятности испытать взаимодействие в точке  $x$  после взаимодействия в точке  $y = (r', v')$ ,  $f(x)$  - плотность потока частиц, вышедших непосредственно из источника. В задачах обратного рассеяния оценивается функционал

$$(\varphi, h) = \int \varphi(x)h(x)dx ,$$

где  $h(x)$  играет роль распределения детектора, регистрирующего отраженные частицы. Непосредственное моделирование процесса обратного рассеяния связано существенной трудностью: вероятность столкновения легких частиц, таких как протоны и ионы гелия, имеющих энергию около 2 МэВ, чрезвычайно мала. Так в процессе моделирования был зафиксирован один отраженный ион на 10000 входящих. Этот факт приводит к необходимости большого объема испытаний. Для сокращения объема выборки используется "фиктивная модель". В этом случае в качестве переходной вероятности используется вероятность

$$p(y, x) = Q(y)K(y, x) .$$

В этом случае частота столкновений возрастает, ее "вес"  $q$  убывает, который учитывается при расчете функционала  $(\varphi, h)$ , значение которого есть выход обратно рассеянных ионов. Для конкретной реализации процесс моделируется таким образом, что ион на заданной глубине отражается в направлении, соответствующем направлению приема детектора. Получив набор реализаций для различных глубин, можно определить зависимость энергии отраженных ионов от глубины. Определив вес  $q$ , можно рассчитать выход обратно рассеянных ионов.

# ОСОБЕННОСТИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНО И ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

Ефремов В.И., Долгих В.А., Пивоваров Ю.Л.  
Томский Политехнический Университет, г. Томск,

Проведены компьютерные эксперименты для получения пространственных и угловых распределений релятивистских электронов, позитронов, протонов и антипротонов в кристалле вольфрама. Для проведения экспериментов использовалась модель бинарных столкновений /1/. Получены результаты для рассеяния вдоль  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  направлений в кристаллах вольфрама различной толщины.

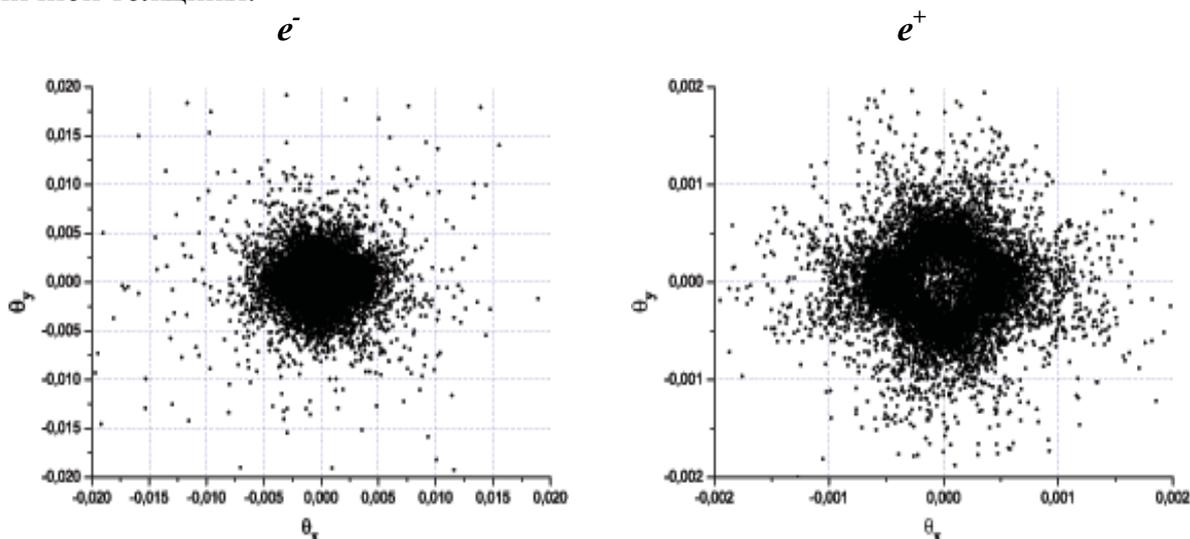


Рис. 1. Угловое распределение 500 МэВ электронов и позитронов в  $\langle 100 \rangle$  W

В качестве примера на рис. 1 представлены угловые распределения 500 МэВ электронов и позитронов после прохождения  $\langle 100 \rangle$  W толщиной 30 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dolgih V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. Nucl. Instrum. Meth. B, 2003, V. 2001 (1), P. 253

# КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

Ю.Л.Пивоваров<sup>1,2)</sup>, В.А.Долгих<sup>1)</sup>

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

<sup>2)</sup>Государственное научное учреждение "НИИ ядерной физики при Томском Политехническом Университете", г. Томск, Россия

Электромагнитная диссоциация дейтронов (ЭМДД) при каналировании в кристалле может быть экспериментально исследована на нуклотроне ЛВЭ ОИ-ЯИ /1/ (релятивистский фактор дейтронов  $\gamma < 10$ ). Особенности ЭМДД при  $\gamma \geq 100$  впервые исследованы в /2/, где показано, что сечение ЭМДД в тонком кристалле как функция  $\gamma$  сильно отличается от сечения в аморфной мишени из-за когерентного эффекта.

Эффект каналирования подавляет как ЭМДД, так и центральные ядерные столкновения, последние гораздо в большей степени. Поэтому процесс ЭМДД в кристалле при каналировании должен сопровождаться намного меньшим фоном от ядерных взаимодействий по сравнению с процессом ЭМДД в аморфной мишени. Для исследования вероятности ЭМДД при каналировании в кристалле используется модель бинарных столкновений, позволяющая строить реальные траектории релятивистских дейтронов в кристалле. Модель дополнена блоком, позволяющим разыгрывать вероятности ЭМДД и центрального столкновения с ядром мишени на данном участке траектории. Вероятность ЭМДД в поле ядра мишени как функция прицельного параметра столкновения с атомом, с учетом экранирования, взята из /2, 3/.

В компьютерных экспериментах исследованы особенности ЭМДД при каналировании в кристалле вольфрама при энергиях нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (от 2 до 7 ГэВ/нуклон) и угловые характеристики образованных в результате ЭМДД релятивистских нейтронов и протонов.

Работа поддержана грантом МНТЦ № 2140.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пивоваров Ю.Л. // Тезисы докл. XXX Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2003, с.17.
2. Pivovarov Yu.L. , Shirokov A.A., Vorobiev S.A. // Nuclear Physics A, 1990, V.509, P. 800.
3. Пивоваров Ю.Л. // Известия ВУЗов. Физика, 1998, В.4, с.65.

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

В.В.Самарин<sup>1)</sup>, А.Г.Кадменский<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие “ЦНИИ машиностроения”, Москва, Россия

Для моделирования эволюции и перераспределения изотропного потока тяжелых ионов при прохождении через тонкие кристаллы кремния использован метод Монте-Карло /1/. Экспериментальные данные из работы /2/, показанные на рис. 1, демонстрируют существенную зависимость угловых распределений ионов на фиксированной глубине проникновения в кристалл от их начальной энергии.

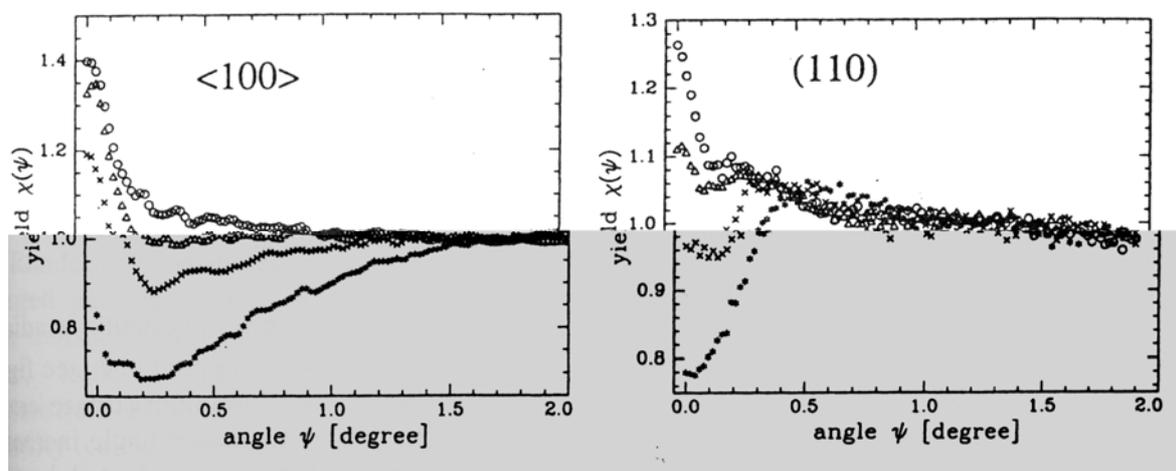


Рис. 1. Угловые и плоскостные угловые распределения ионов иттрия после прохождения через кристалл кремния толщиной 3.4 мкм для энергий (сверху вниз) 141, 117, 92 и 63 МэВ по данным из работы /2/

Исследовано влияние торможения ионов и процессов их перезарядки на формирование подобных угловых распределений. Рассмотрены модельные зависимости потерь энергии и вероятностей перезарядки от скорости иона и прицельного параметра его столкновения с атомом кристалла /3,4/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кадменский А.Г., Самарин В.В. // Поверхность, 2002, № 5, с. 98.
2. M.Schubert et al. // Heavy Ion Physics. Scientific Report 2001-2002. JINR, FLNR, Dubna, 2003, p. 280.
3. Самарин В.В. Самарина С.М.// Поверхность 2005, № 4, с.14.
4. Квливидзе В.А., Красильников С.С. Введение в физику атомных столкновений.- М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985, с. 175.

# ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ПОМОЩИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЁДИНГЕРА

В.И. Савельев, Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет, г. Чебоксары, Россия

В работе представлены результаты расчетов сечений перезарядки при столкновениях атома водорода с протоном, полученные посредством численного интегрирования нестационарного уравнения Шрёдингера. Расчеты сечения перезарядки, выполненные путем накопления статистики, предприняты для проверки эффективности процедуры численного решения некоторых трудоемких задач теории атомных столкновений. Результаты расчетов в диапазоне средних энергий от 10 до 50 кэВ показаны на приводимом рисунке. Поскольку в расчет включены не все состояния дискретного спектра, вычислялись нижняя и верхняя грани сечения перезарядки. Вертикальные штрихи на рисунке соединяют две соответствующие точки при каждом значении энергии. Наиболее успешные аналитические расчеты в указанном диапазоне энергий проведены Далгарно и Ядавом в приближении возмущенных стационарных состояний (ВСС, см., например, в /1/). Имеющиеся в литературе данные /1/ указывают на наличие немонотонной колебательной зависимости сечения от энергии столкновения в диапазоне от 0,75 до 50 кэВ при фиксированном угле рассеяния. Аналитические расчеты в данной области энергий провести затруднительно, поэтому численному анализу практически нет альтернативы.

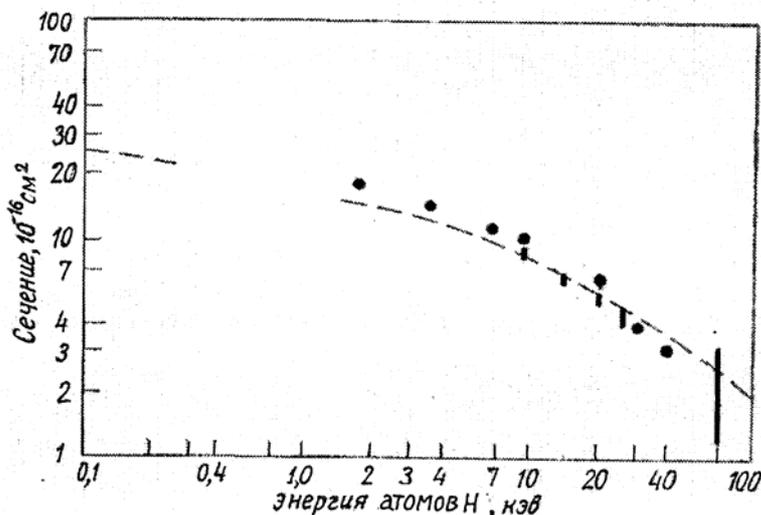


Рис.1. Сечение перезарядки в столкновении  $H^+ + H \rightarrow H + H^+$ . Точки – экспериментальные данные. Вертикальные отрезки – данные расчета. Штриховая линия – приближение ВСС /1/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. – М.: Мир, 1969, с. 587.

## ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ ПОВЕРХНОСТЬЮ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ.

А.А. Алиев, З.А. Исаханов, С. Худайбердиев, М.К. Рузибаева  
Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Известно, что в спектре характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ), рассеянных поверхностью твердых тел, обнаруживаются два интенсивных пика, обусловленных объемными и поверхностными плазменными колебаниями валентных электронов кристалла. Было показано, что в спектре ХПЭ, кроме указанных двух интенсивных пиков плазмонного происхождения, наблюдаются еще пики потерь с малыми, по сравнению с первыми, амплитудами. Установлено, что они связаны с междузонными переходами электронов и поляризацией электронов ионных остовов. Ранее нами и другими авторами было показано, что энергетические положения двух первых мощных пиков плазмонного происхождения не зависят от энергии и угла падения пучка первичных электронов, бомбардирующих поверхность исследуемого твердого тела, а зависят только от сорта последнего.

В последние годы в результате тщательного изучения спектров ХПЭ электронов, рассеянных различными гранями монокристаллов вольфрама и молибдена, нами замечено, что при переходе от менее упакованной грани к более плотноупакованной – (100)→(110)→(111) – потеря энергии электронами на возбуждение объемного плазменного колебания валентных электронов кристалла растет на 1,5 – 2 эВ. Аналогичное явление роста потери энергии обнаружилось нами в зависимости от угла падения пучка электронов и от азимутального угла поворота кристалла.

Для описания обнаруженной тонкой структуры спектров ХПЭ, выявленной нами, была предложено уравнение на основе осцилляторной модели диэлектрической проницаемости (ДП) вещества. Показано, что уравнение хорошо описывает тонкую структуру спектра ХПЭ кроме пиков, связанных с поляризацией электронов ионных остовов. На базе этой модели для объяснения роста энергии, обусловленной объемным плазмоном, выдвинута идея, что вдоль различных направлений монокристалла у ДП появляется тензорный характер, который учитывает структурный фактор кристалла. Найдено выражение, учитывающее тензорный характер ДП вдоль различных направлений.

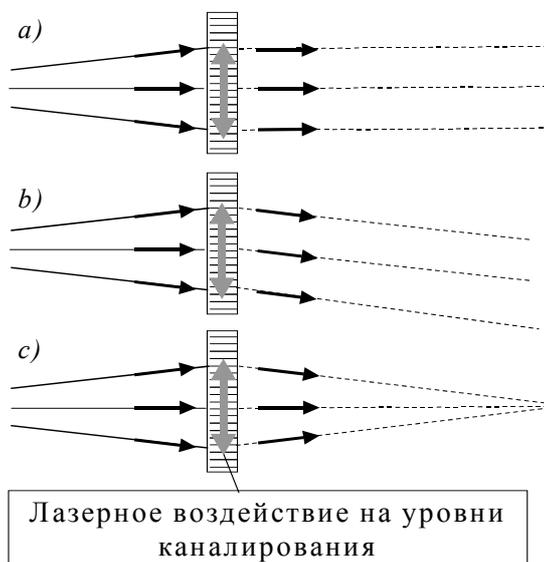
# АКТИВНАЯ ОПТИКА ПРОЛЕТНЫХ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ

В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий, Н.В.Максюта

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

В докладе рассмотрены особенности влияния когерентных процессов при каналировании релятивистских и нерелятивистских заряженных частиц на пространственно-угловые характеристики пучка, прошедшего через тонкий кристалл с толщиной  $L$ , меньшей длины упругого деканалирования  $\Delta z_d$ .

Показано, что в очень тонком кристалле  $c L < L_{coh}$  все каналированные состояния частиц являются взаимно когерентными на протяжении канала и на расстоянии  $\Delta L \approx (c\hbar\gamma^2/V_0\delta\gamma) - L$  после выхода из кристалла. Интерференция этих состояний после выхода из обратной (выходной) поверхности кристалла приводит к модуляции пролетного пучка шириной  $L_0$  и изменению его пространственно-угловых характеристик в пределах области  $\Delta z \approx L_0\gamma dmc/2\pi\hbar$  за кристаллом. При прохождении пучка сквозь тонкий кристалл с толщиной  $L > L_{coh}$  когерентными является только часть каналированных состояний частиц, для которых  $L_{coh} < L < L_{coh(n,k)}$ . В случае кристалла с толщиной  $L > L_{coh(n,n\pm 1)}$  все состояния каналирования на выходной поверхности являются некогерентными. В работе рассмотрена специфика пролетного движения пучка и исследована возможность его управления в когерентном и некогерентном режимах.



Здесь  $V_0$  - высота барьера в канале,  $\delta\gamma/\gamma$  - монохроматичность пучка,  $a$  - ширина канала,  $L_{coh} \approx c\hbar\gamma^2/V_0\delta\gamma$  и  $L_{coh(n,k)} = (c\hbar\gamma^2/|\epsilon_n - \epsilon_k|\delta\gamma)$  - длина взаимной когерентности всех состояний каналирования в кристалле и состояний каналирования с энергиями  $\epsilon_n$  и  $\epsilon_k$ ,

В работе изучен также механизм и определены необходимые параметры внешнего когерентного лазерного воздействия на квантовые переходы между уровнями каналирования, при котором эффекты когерентного каналирования и интерференции в сверхтонком кри-

сталле приводят к поперечной монохроматизации и охлаждению пролетного пучка частиц (a), к его пространственному сканированию (b) или к фокусировке (c) с одновременным уменьшением фазового объема этого пучка.

# ФРАКТАЛЬНЫЙ СЦЕНАРИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ КАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛОПОДОБНОМ ВАКУУМЕ

Н.В.Максюта

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

В работе /1/ рассматривается фрактальный сценарий возникновения двух кристаллоподобных вакуумов:  $\mu$ -вакуума “темной материи” и физического вакуума Вселенной. Исходя из этого, утверждается, что реликтовое излучение возникает в результате каналирования электронов (максимонов) из областей  $\mu$ -вакуума. Продолжая развитие этих идей, в данной работе мы делаем предположение, что на стыке двух вакуумов происходят процессы рождения частиц в результате фрактализации каналируемых электронов и позитронов. Рассмотрим предположительный сценарий такого процесса. Электроны и позитроны (с точки зрения теории узлов – правые и левые трилистники) после трех этапов фрактализации вследствие столкновений расщепляются за планковское время  $t_p = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 0,5 \cdot 10^{-43} c$  соответственно на 27 правых и левых новых трилистников, несущих заряды  $\pm e/27$ . Далее из этих фрагментов возникают различные комбинации с дробными зарядами (кварки) и с целыми зарядами (составные частицы). Например, три возможные устойчивые симметричные комбинации, имеющие заряд  $-e/3$ , изображены на рисунке.

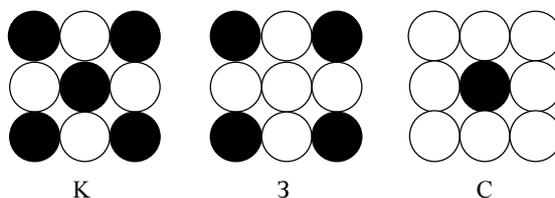


Рис. Красный, зеленый и синий  $d$ -кварки

Здесь темными и светлыми кружками схематически обозначены противоположно ориентированные трилистники. Эти комбинации можно сопоставить с тремя типами  $d$ -кварков, характеризующимися цветом – зарядом сильного взаимодействия. Взаимодействие между кварками осуществляется с помощью восьми квазичастиц (глюонов), которые переносят цветовой заряд по кристаллоподобному пространству. В заключение необходимо отметить, что вопрос о возможности фрактализации электрона рассматривается в работе /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Максьюта Н.В. // Тез. докл. XXXIV Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004, с. 44.
2. Senthil T. and Matthew P.A. Fisher //Phys. Rev. Lett. 2001. V.86. N.2. P.292.

# МОДИФИКАЦИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ОСЕВОГО КАНАЛИРОВАНИЯ

А.Г. Кадменский<sup>1)</sup>, Е.Е. Михайлова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие ЦНИИМаш,  
г. Королев Моск. обл., Россия

<sup>2)</sup>Воронежский госуниверситет, Воронеж, Россия

Представлены классические исследования осевого каналирования быстрых положительно заряженных частиц и легких ионов. Ранее /1, 2/ при учете теплового движения атомов кристалла доказано сосуществование механизмов многоатомного и кратного атомного рассеяния каналированных частиц при любых поперечных энергиях  $\varepsilon_{\perp}$ . Полученный ядерный коэффициент динамического трения  $\eta$  для уравнения диффузии в пространстве поперечных энергий  $\varepsilon_{\perp}$  аддитивно включает их вклады, т.е.  $\eta \equiv \langle \delta\varepsilon_{\perp} / \delta z \rangle = \eta_1 + \eta_2$ . При малых значениях  $\varepsilon_{\perp}$  преобладает первый член  $\eta_1$ , который описывает многоатомное скоррелированное рассеяние и имеет в качестве асимптотики  $\varepsilon_{\perp} \rightarrow 0$  известную функцию Линдхарда  $\gamma_n(\varepsilon_{\perp})$ . При увеличении  $\varepsilon_{\perp}$  он затухает и начинает преобладать вклад одноатомного рассеяния  $\eta_2$ , что обеспечивает непрерывное описание  $\eta$ , уточняющее разрывное рассмотрение, представленное в известных работах /3, 4, 5/.

Учет корреляций в тепловых смещениях атомов кристалла близких соседей по атомной цепочке /6/ обеспечивает увеличение вкладов обоих механизмов. Это приводит к немонотонному поведению  $\eta$  за пределами используемого в литературе граничного значения  $\varepsilon_{\perp B}(T)$ . В частности, для протонов с энергией 500 кэВ в  $\langle 100 \rangle$  Au при комнатной температуре и  $\varepsilon_{\perp} \sim 3 \dots 4$  максимум  $\eta$  превышает уровень рэндома около двух раз. Эти результаты приближают расчеты скорости деканалирования к экспериментальным данным (см., например, /5, 7, 8/), которые систематически демонстрировали существенное расхождение с теорией осевого каналирования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кадменский А.Г., Самарин В.В. // Поверхность, 1985. N 5. с.44.
2. Кадменский А.Г., Самарин В.В. // Поверхность, 2002. №5. с.98.
3. Kitagawa M., Ohtsuki Y.H. //Phys. Rev. 1973. V.8. P.3117.
4. Оцуки Ё.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. - М.: Мир, 1985. с.280.
5. Matsunami N., Howe L.M. // Radiation Effects. 1980. V.51. P.111.
6. Кадменский А.Г., Михайлова Е.Е.// Конденсированные среды и межфазные границы, 2004. Т.6. №1. С.46.
7. Penderson M.I., e.a. //Atomic Collisions in Solids II. Plenum Press, 1975. P.863.
8. Howe L.M., Moore J.A., Matsunami N., e.a. // Radiation Effects, 1983. V.70. P.197.

# ДВОЙНОЕ КАНАЛИРОВАНИЕ И ДРУГИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИОНОВ В НЕПРЕРЫВНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ КРИСТАЛЛА ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ

А.Г. Кадменский<sup>1)</sup>, В.В. Самарин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Федеральное государственное унитарное предприятие ЦНИИМаш,  
г. Королев Моск. обл., Россия

<sup>2)</sup> Чебоксарский кооперативный институт, г. Чебоксары, Россия

Рассмотрены следующие вопросы

- Экспериментальные и компьютерные результаты, противоречащие или не описываемые классической статистической теорией каналирования.
- Расчет траектория частицы в поле атомной цепочки (АЦ). Метод усреднения когерентного ( $\Delta k = 0$ ) упругого и некогерентного и неупругого рассеяния по траектории.
- Приближение бинарных столкновений с АЦ. Описание новой модели Монте-Карло блужданий заряженных частиц в кристалле атомных цепочек.
- Исследование автокорреляционной функции потока частиц в импульсном пространстве каналированных. Отсутствие ее затухания в значительном угловом диапазоне. Выделение фракции двойного каналирования.
- Двойное каналирование (ДК) как режим регулярной динамики в двумерном непрерывном потенциале кристалла. Резонансные неустойчивости двойного каналирования как обобщение явлений при переходе "ось-плоскость" и когерентного рассеяния  $\Delta k \neq 0$ . ДК как источник плоскостной структуры, наблюдаемой в осевой тени.
- Нормальное каналирование (НК) как режим динамического хаоса. Обобщение фокусировок, наблюдавшихся ранее на компьютерах (Д. Барретт, В. Шульга и др.), в глобальных процессах фокусировки - дефокусировки при НК. Преобразование пекаря.
- Тепловое движение кристалла как источник переходов между динамическими режимами. Диффузия Арнольда при каналировании. Превышение ядерного упругого рассеяния при компьютерном моделировании НК уровня расчетов в модифицированной статистической теории каналирования, а также уровня случайного движения.
- Каналирование в "толстом" кристалле. Объемное реканалирование. Отсутствие режима случайного движения. "Сверх-хвосты" в распределениях пробегов при ионной имплантации, реализованной в случайном направлении.
- Квазиканалирование. Глобальный максимум потерь энергии каналированных частиц в кристалле в окрестности направления резонансного деканалирования и его неатомная природа.
- Интерпретации экспериментов по потерям энергии в геометрии нахождение Иферова-Чуманова, Ходырева-Чуманова и Карамяна.
- Неколлимированные пучки заряженных частиц и их роль в повышении радиационного повреждения кристаллов. Эксперименты с ними.

## ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ПОПЕРЕЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВА КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

Г.П. Похил, В.В. Чердынцев, Т.В. Гранкина  
НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

На предыдущем совещании [1] было дано простое объяснение сильного перераспределения потока ионов прошедших через тонкий монокристалл при изотропном распределении падающего потока [2].

В настоящей работе получены данные дополнительно свидетельствующие о том, что эффекты “охлаждения” и “нагрева” пучка каналированных многозарядных ионов определяются зависимостью равновесного заряда от поперечной координаты канала. Методом машинного моделирования исследовалось угловое распределение ионов углерода на выходе из кристалла кремния отдельно для разных зарядовых фракций. Оказалось, что при высокой энергии (когда имеет место “охлаждение” пучка) максимум в угловом распределении наблюдается лишь для зарядового состояния  $C^{6+}$ . Ионы  $C^{5+}$  распределены изотропно. А при низкой энергии (когда происходит “нагрев” пучка) лунку образуют ионы  $C^{5+}$ . Ионы  $C^{4+}$  распределены практически изотропно. Этот факт, как сказано выше, свидетельствует о том, что будет ли происходить “охлаждение” пучка или его “нагрев” определяется соотношением равновесного заряда в центре канала и среднего заряда для случайного направления движения иона.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Похил Г.П., Чердынцев В.В., Гранкина Т.В. // Тезисы докл. XXXIV Международ. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 31 мая – 2 июня 2004, с. 19.
2. Assman W., Huber H., Karamian S.A. et al, Phys. Rev. Lett. **83**, №9, 1999, p.p. 1759-1762
3. Andersen J.U., Gruner F., Ryabov V.A., Ugudzzoni A., NIM **B 193**, 2002, p. p. 118-127

# МОДЕЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ И РАЗМЕРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОТЕНЦИАЛА ИОНИЗАЦИИ КЛАСТЕРОВ И ЭНЕРГИИ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Е.В. Васютин, В.В. Погосов

Запорожский национальный технический университет, г. Запорожье, Украина

Потенциал ионизации металлических кластеров и энергия прилипания к ним электронов являются одними из важнейших характеристик. В работе исследуются два модельных представления формы кластера: параллелепипед и сфера. В модели прямоугольной потенциальной ямы рассчитан энергетический спектр электронов. Задавая число электронов  $N_e$  в кластере и распределяя их по уровням, находим при  $T=0$  значение последнего (верхнего) занятого  $\varepsilon^{HO}$  и первого незанятого  $\varepsilon^{LU}$  состояния. Откуда определяем  $IP$  и  $EA$  /1/.

Размерную и температурную зависимости химического потенциала  $\mu$  находим из решения уравнения

$$\sum_{i=1}^{\infty} g_i \left[ 1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}\right) \right]^{-1} = N_e,$$

где суммирование производится по всем одноэлектронным состояниям с учетом чисел заполнения  $g_i$ . Для сферической формы, помимо спинового учитывается орбитальное вырождение термов.

Дополнительно рассчитаны условия кулоновского взрыва заряженных кластеров  $Me_N^{Z+}$ . В таблице приведены расчетные и экспериментальные /2/ значения  $N$ .

Таблица

$N$		$Z$		
		2	3	4
Na	Куб	13	74	238
	Сфера	20	92	254
	Эксперимент	27±1	63±1	123±2
K	Куб	13	68	213
	Сфера	20	92	254
	Эксперимент	20±1	55±1	110±5
Cs	Куб	13	68	207
	Сфера	19	68	197
	Эксперимент	19±1	49±11	94±1

## ЛИТЕРАТУРА

1. Васютин Е.В., Погосов В.В. // ФТТ, 2004, Т.46, №10, с.1861.
2. Vieira A., Fiolhais C. // Phys. Rev. B V.57, №12, 1998, p. 57.

## ИЗМЕНЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ ЗОЛОТА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

С.Д. Богданов<sup>1)</sup>, Е.Я. Шабля<sup>1)</sup>, В.А. Бакаев<sup>1)</sup>, С. Вокал<sup>3)</sup>, В.Ф. Космач<sup>1)</sup>,  
Н.Н. Леонов<sup>1)</sup>, В.А. Плющев<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup>Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия;  
Университет Шафарика, Кошице, Словакия

В настоящей работе продолжается исследование прохождения ионов золота с энергией в диапазоне 100–10200 МэВ/нуклон через гомогенную среду /1-2/. Проведены измерения траекторий заряженных частиц, образующихся в результате неупругого взаимодействия ионов золота с ядрами фотоэмульсии в условиях полного опыта. Также проведены расчеты в рамках каскадно-испарительной модели (1000 неупругих взаимодействий ядер Au с ядрами H, C, N, O, Br, Ag) /2/.

Анализ угловых и импульсных распределений фрагментов налетающих ионов золота и ядер мишени в азимутальной плоскости показал, что после неупругого взаимодействия траектория остатка иона изменяется. В основном наблюдается взаимное отталкивание взаимодействующих частиц в азимутальной плоскости. Кроме этого при наличии двух тяжелых фрагментов ионов золота после взаимодействия наблюдается их "разлет" под углом 180°. Расчеты по каскадно-испарительной модели лишь частично описывают экспериментальные данные.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бакаев В.А. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2004, вып.4, с. 45-47.
2. Богданов С.Д. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005, вып.3, с. 44-47.

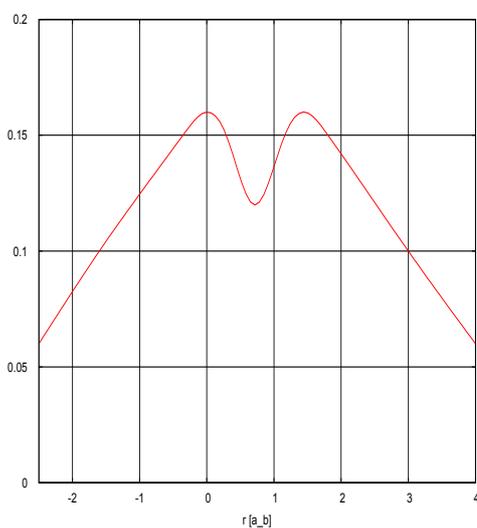
# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДИССОЦИИ МОЛЕКУЛЫ ВОДОРОДА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АНТИПРОТОНОМ

В.А. Евсеенко, Н.П. Калашников  
МГИУ, Москва, Россия

Объектом исследования данной работы является квантомеханическая система молекулы водорода и антипротона. В докладе проводится описание квантомеханического исследования прохождения антипротонов через атомарный и молекулярный водород /1-4/.

В процессе исследования рассматриваются два случая: движение электрона в поле диполя протон-антипротон и взаимодействие электронов с системой протон-протон-антипротон.

Для нахождения собственных функций используется теория специальных функций и бесконечных рядов. Оценка энергетических собственных значений требует решения системы трансцендентных уравнений с бесконечными



цепными дробями численными методами /5-7/. Было получено аналитическое решение системы и для нескольких состояний найдены такие критические значения плеча диполя, при которых электрон становится свободным. Также был произведен расчет энергии системы в зависимости от взаимного расположения молекулы водорода и антипротона, а также рассчитана вероятность ионизации молекулы водорода антипротоном. Получено что на вероятность ионизации молекулы антипротоном существенно влияет прицельный параметр(см. рис. 1).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Wallis R.F., // Journal of molecular spectroscopy, 1960, v. 4, p.51–71
2. Barber W.G., Hasse H.R., // Proc. Camb. Phil. Soc., 1935, v.31, p. 564
3. Wightman A.S., // Phys. Rev., 1949, v.77(4), p.p. 521–528,
4. Kimura M., Inokuti H., // Phys. Rev. A, 1988, v. 38, p.p. 3801–3803
5. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1966.
6. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Основы теории специальных функций. — М.: Наука, 1974.
7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений. — М.: Физматгиз, 1962.

# АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ТОНКУЮ ПЛАСТИНУ ЭЛЛИПСНОЙ ФОРМЫ

М.Н. Бекназаров, С.В. Блажевич  
Белгородский государственный университет

Исследована задача возбуждения акустических колебаний в твердом веществе импульсным пучком релятивистских электронов в тонкой пластине, вырезанной в виде эллипса. Рассмотрены возможности использования такой пластины в качестве концентратора акустических волн, возбуждаемых в области одного из фокусов эллипса, при регистрации этих волн после отражения от границ пластины датчиком, расположенным в области второго фокуса эллипса.

# THE PARABOLIC EQUATION METHOD FOR SCATTERING AND CHANNELING IN BENT CRYSTALS WITH VARIABLE CURVATURE

G.V. Kovalev

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

The parabolic equation was introduced by Leontovich and Fock /1/ to describe the scattering of the wave in a cone centered on a direction of wave propagation. It seems that Lervig, Lindhard and Nielsen were first /2/, who tried to use similar equation for quantum treatment the directional effects of energetic charged particles in the crystals. Their work indicated that an expansion of the wave equation could be done in the direction of crystal axes (planes), which is slightly different from the direction of incident momentum of the particle. The expansions along the symmetry axis is the major difference between original parabolic equation /1/ and its applications for the scattering in the crystals. It is important to note that the parabolic equation method is more general than sudden collision approximation or so called eikonal-type approximations /3/. As pointed out in /4/, parabolic equation and the model of continuous potential for straight crystals can be derived by double asymptotic expansion of wave equation. The terms of this expansion are two large parameters of the scattering: the length of the atomic row and the component of the incident momentum of particle along the row. In this report we derive the parabolic equations using the curvilinear coordinate system which reflects the symmetry of real bent crystal. As example, the cylindrical symmetry gives two different parabolic equations. In one case, the energetic charged particles move in tangent direction to the bent plane, another case describes the particles moving in radial directions. The general parabolic equations contain an extra term added to the continuous potential. This term depends on the curvature and torsion of the bent atomic row and responsible for centrifugal forces acting upon the channeling particle.

1. Leontovich M.A. and Fock V.A. // J. Phys. USSR., 1946. V.10, p. 13.
2. Lervig F., Lindhard J., Nielsen V. // Nucl. Phys., 1967. V. 96 A, p. 481.
3. Schiff L.I. // Phys. Rev., 1956, V103, № 2, p. 443.
4. Kovalev G.V. // Sov. Phys. Solid State, 1985, v. 27, p. 1007.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ С ПОМОЩЬЮ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Н.А. Скакун, В.М. Шершнев

ННЦ “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

Предложен новый метод определения амплитуды колебаний атомов в кристалле, основанный на использовании выхода излучений резонансных реакций (например  $(p, \gamma)$  – реакции), возбуждаемых каналированными частицами на ядрах, которые занимают определенные, известные позиции в решетке кристалла. Неоднородности плотности потока частиц в поперечной плоскости канала приводят к характерным особенностям функции возбуждения реакции. Так, выход возрастает в несколько раз, если ядра атомов, на которых возбуждается реакция, располагаются в пучностях траекторий каналированных частиц. Показано, что выход реакции в максимумах функции возбуждения также зависит от амплитуды тепловых колебаний атомов относительно равновесного положения. Экспериментально и с помощью моделирования определялась амплитуда тепловых колебаний атомов углерода в монокристаллическом растворе Re-0,4ат.%<sup>13</sup>C. Ранее /1/ нами было показано, что атомы углерода в этом растворе располагаются в плоскостях октаэдрических междоузлий, то есть в центре плоскостных каналов  $\{1000\}$ . Траектории каналированных протонов вдоль плоскостей  $\{1000\}$  образуют пучности в плоскостях октаэдрических междоузлий, то есть в местах локализации атомов изотопа <sup>13</sup>C. Получены экспериментальная и расчетная зависимости выхода  $\gamma$ -квантов резонансной реакции <sup>13</sup>C(p,  $\gamma$ )<sup>14</sup>N от амплитуды колебаний атомов углерода относительно равновесного положения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Олейник В.А., Скакун Н.А. и др. //Физика металлов и металловедение. 1989, т.68, в.6, с.1212-1214.

# ЭЛЕКТРОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ГИПЕРКАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Н.А. Скакун, В.М. Шершнев  
ННЦ “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

Гиперканалированные частицы обладают малой поперечной энергией и движутся в пределах ограниченной области вблизи центра канала. Показано, что у поверхности кристалла, до первой пучности траекторий, существует определенный участок, на котором частицы имеют постоянный и равномерный поток в поперечной плоскости. Выход резонансной ядерной реакции на атомах, расположенных в центре канала, на указанном участке функции возбуждения, зависит от тормозных потерь энергии гиперканалированных частиц. Тормозные потери энергии таких частиц были получены из сравнения выходов экспериментальной и смоделированной функции возбуждения. Предложенный метод применялся для определения тормозных потерь энергии протонов в плоскостном канале {1000} монокристаллического раствора Re-0,4ат.%<sup>13</sup>C. Измерялся выход  $\gamma$ -квантов реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ , которая имеет сильный изолированный резонанс при энергии протонов 1,7476 МэВ. Естественная ширина резонанса составляет 70 эВ. Ранее /1/ нами было установлено, что углерод в рении занимает октаэдрические междоузлия, т.е. атомы <sup>13</sup>C располагаются в центре канала {1000}. Показано, что отношение тормозных потерь энергии гиперканалированных протонов в канале {1000} к тормозным потерям энергии неканалированных протонов составляет 0,52.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Олейник В.А., Скакун Н.А. и др. //Физика металлов и металловедение. 1989, т.68, в.6, с.1212-1214.

# СКОЛЬЗЯЩЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ УСКОРЕННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ.

Л.А. Жиляков <sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас <sup>2)</sup>, Г.П. Похил <sup>2)</sup>,  
В.Б. Фридман <sup>2)</sup>, Д.В. Пресняков <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва, Россия

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

Скользящее взаимодействие ускоренных протонов с диэлектрической пластиной исследовалось в работах [1]. В работе [2] изучалось скользящее взаимодействие ионов  $\text{Ne}^{7+}$  со стенками цилиндрического диэлектрического канала. Было показано, что такое взаимодействие является самоорганизующимся, т.е. пучки заряженных частиц при взаимодействии с диэлектрической стенкой заряжают ее таким образом, что дальнейшее прохождение пучков вдоль стенки происходит без соударений частиц с ее поверхностью.

В настоящей работе представлены результаты компьютерного моделирования скользящего взаимодействия пучков заряженных частиц с равномерно заряженной диэлектрической пластиной. Поверхностный заряд такой пластины представляет собой совокупность точечных элементарных зарядов. Заряды образуют плоскую, гексагональную кристаллическую решетку. Пучок заряженных частиц, направлялся параллельно поверхности пластины и прижимался к ее поверхности внешним, однородным электрическим полем. Компьютерное моделирование показало, что при распространении пучка вдоль кристаллографического направления  $\langle 2,1 \rangle$  плоской гексагональной решетки, все частицы пучка транспортируются без соударений с поверхностью пластины. При этом пучок расслаивается на чередующиеся области с повышенной и пониженной концентрацией частиц. Частицы концентрируются около кристаллографических осей плоской решетки поверхностных зарядов.

Если направление распространения пучка, совпадает с направлением  $\langle 1,0 \rangle$  решетки, частицы пучка соударяются с поверхностью пластины и скольжения пучка вдоль поверхности не наблюдается. Полученные результаты объясняются неоднородностью электростатического поля, создаваемого совокупностью зарядов на пластине на расстояниях от ее поверхности порядка величины периода плоской кристаллической решетки.

Был проведен эксперимент на ускорителе КГ-500 с пучком ускоренных протонов, который подтвердил выводы рассмотренной модели.

Работа выполнена при поддержке научной программы “Университеты России”, грант № ур 02.01.169.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. Жиляков Л.А., Куликаускас В.С., Похил Г.П. и др. // Поверхность, 2002, №11, с.65.
2. Stolterfoht N., Bremer J.-H., Hoffmann V. et al. // Phys. Rev. Lett., 2002, V.88, p.133201-1 – 4.

**Часть II**

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ**



## ГЕНЕРАЦИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОННЫМ ПУЧКОМ В КРИСТАЛЛАХ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

В.В. Каплин <sup>1)</sup>, С.Р. Углов <sup>1)</sup>, О.Ф. Булаев <sup>2)</sup>, А.А. Воронин <sup>2)</sup>, В.А. Москалев <sup>2)</sup>,  
М.Piestrup <sup>3)</sup>, Ch.Gary <sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Государственное научное учреждение “НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете“, Томск, Россия

<sup>2)</sup>Государственное научное учреждение “НИИ Интроскопии“, Томск, Россия

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

Представлены результаты измерений характеристик параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), генерированного бетатронным пучком в кристаллах и периодических наноструктурах. Радиаторы из кремния толщиной 40 и 160 мкм, пиролитического графита толщиной 400 мкм и W/B4C рентгеновского зеркала с числом пар слоев 300 и периодом 14,6 Å устанавливались в камере бетатронов Б-18 и Б-35 внутри равновесной орбиты на держателе гониометра. После ускорения электроны сбрасывались на радиатор, ориентированный относительно пучка, а генерированное ПРИ выходило через специальные окна в камерах бетатронов и регистрировалось коллимированным CdTe - детектором. Измерены спектры ПРИ из кристаллов и наноструктур при энергиях электронов 17 и 33 МэВ. Измерены ориентационные зависимости позиционных спектральных пиков ПРИ и выходов ПРИ из кристаллов и наноструктур. Обсуждаются фундаментальные отличия ПРИ из кристаллов и наноструктур.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 04-02-17-582).

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ ОПЕРАТОРНОГО КВАЗИКЛАССИЧЕСКОГО МЕТОДА И ДИАГРАММНОЙ ТЕХНИКИ ФЕЙНМАНА

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

Для описания излучения релятивистских электронов в ориентированных кристаллах часто используется формула, полученная на основе операторного квазиклассического метода [1]. Использование этой формулы в рассматриваемых задачах является весьма удобным, так как характеристики излучения, с учетом квантового эффекта отдачи, определяются в ней классическими траекториями частицы в кристалле. В настоящей работе мы обращаем внимание на некоторые проблемы, связанные с применением этой формулы. Одна из этих проблем состоит в следующем. При выводе формулы для спектрально-угловой плотности излучения в [1] отброшены члены порядка  $e\hbar|\vec{E}|\varepsilon^{-2}$ . Это условие не противоречит возможности проведения в полученной в [1] формуле разложения по потенциалу. Нами проведены такие разложения с учетом слагаемых пропорциональных третьей степени потенциала в сечении, и проведено сравнение полученного результата с соответствующим результатом, полученным на основе диаграммной техники Фейнмана [2]. Это сравнение показало, что в области частот  $\hbar\omega \sim \varepsilon$  результаты вычислений, основанные на формуле операторного квазиклассического метода, не совпадают с соответствующими результатами, полученными на основе диаграммной техники Фейнмана. А именно, в сечении не совпадают поправки пропорциональные третьей степени потенциала. Существенным при этом является то, что это различие становится большим при выполнении условий каналирования частиц в кристалле. Это указывает на необходимость пересмотра возможности применения формулы операторного квазиклассического метода для описания излучения частиц в кристалле. Работа частично поддержана грантом РФФИ (проект 03-02-16263).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Баер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. - Новосибирск: Наука, Сибирское отделение. 1989. с. 400
2. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 193 (2002) 192-197.

# О РАССЕЯНИИ И КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИИ С КОРОТКИМ И УЗКИМ СГУСТКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Н. Ф. Шульга<sup>1,2)</sup>, Д. Н. Тютюнник<sup>1)</sup>

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

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

В настоящей работе рассмотрены процессы рассеяния и излучения релятивистских электронов при их лобовом столкновении с коротким и узким сгустком релятивистских частиц и в случае столкновения под малым углом между осями сталкивающихся пучков частиц. Показано, что в этих случаях возможен когерентный эффект в излучении, при котором спектральная плотность излучения пропорциональна квадрату числа частиц в налетающем на электрон пучке, уместающихся на длине когерентности процесса излучения. При этом возможно значительное усиление излучения. Показано, что описание процесса излучения в этом случае может быть проведено на основе формул, ранее применявшихся для описания процесса излучения релятивистских электронов в кристаллах. Проанализированы условия, при которых когерентный эффект в излучении разрушается. Исследованы отличительные особенности процессов рассеяния и излучения, связанные с дальнедействующим характером кулоновского потенциала взаимодействия. Показана возможность эффекта подавления когерентного излучения в рассматриваемом процессе, аналогичного эффекту Ландау – Померанчука – Мигдала подавления излучения релятивистских электронов в тонком слое вещества.

Работа частично поддержана фондом РФФИ (проект 03-02-16263).

# ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ К НАПРАВЛЕНИЮ СКОРОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

А.Н. Алейник<sup>1)</sup>, А.Н. Балдин<sup>2)</sup>, И.Е. Внуков<sup>2)</sup>, Б.Н. Калинин<sup>1)</sup>, Е.А. Каратаева<sup>1)</sup>,  
А.С. Кубанкин<sup>2)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2)</sup>, А.П. Потылицын<sup>1)</sup>, А.Ф. Шарафутдинов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Научно исследовательский институт ядерной физики  
при Томском политехническом университете, г. Томск, Россия

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

На томском синхротроне с помощью кристалл-дифракционных спектрометров проведены измерения ориентационных зависимостей выхода рентгеновского излучения, испускаемого из кристалла вольфрама толщиной 0.41 мм при прохождении через него электронов с энергией 500 МэВ /1/. В энергетическом диапазоне  $\omega \geq \gamma\omega_p$  ( $\gamma$  - лоренц-фактор,  $\omega_p$  – плазменная частота среды), где интенсивность параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к скорости частицы (ПРИВ) согласно предсказаниям теории /2/ должна быть мала, зарегистрировано уменьшение выхода излучения, обусловленное дифракцией тормозного излучения на плоскостях кристалла. Для меньших энергий фотонов наблюдались уверенные пики, обусловленные, по-видимому, вкладом ПРИВ. Разница между зарегистрированным положением пиков и оценками по теории /2/ не превышала нескольких процентов, но была больше погрешности измерений.

Приведены результаты обработки данных эксперимента /1/. Проведено количественное сравнение результатов измерений по дифракции тормозного излучения ( $\omega \geq \gamma\omega_p$ ) и выхода фотонов ПРИ вдоль скорости частицы ( $\omega < 0.5\gamma\omega_p$ ) с расчётом. Учтены реальная геометрия измерений, угловой захват и энергетическое разрешение измерительной аппаратуры.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 03-02-16587), программы "Университеты России" (грант УР 02.01.485) и программы грантов БелГУ (грант ВКГ 003-05).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алейник А.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ, т.80, вып. 6, 2004, с. 447
2. Kubankin A., Nasonov N., Sergienko V., Vnukov I. // NIM B201, 2003, p.97

# РЕНТГЕНОВСКОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ И АТОМОВ В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕДАХ

В.К. Гришин  
НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Обсуждаются физические основы и условия наблюдения тормозных радиационных эффектов при прохождении в структурированных средах быстрых ионизированных или нейтральных атомов, широко используемых ныне в ускорительных и плазменных экспериментах или наблюдаемых в космическом излучении. Анализируются особенности рентгеновского тормозного излучения подобных многозарядных частиц в зависимости от их скорости и зарядового состояния. В тормозных процессах излучения (далее рассматриваются традиционное тормозное излучение (ТИ) на атомных ядрах и поляризованное тормозное излучение (ПТИ) на атомных электронах сред) участвуют как электроны, так и ядра быстрых многозарядных частиц. В ТИ роль ядер быстрых многозарядных частиц мала, так что свойства ТИ определяются их электронами. Поскольку среднее расстояние между последними составляет величину порядка внутриатомных, а между атомными узлами в структурированных средах – существенно больше, в рентгеновском ТИ могут возникать когерентные всплески в диапазоне длин волн, соответствующих различным порядкам периодичности среды. При этом амплитуда когерентных пиков оказывается пропорциональной квадрату количества электронов в быстром объекте. Ситуация изменяется при генерации ПТИ, которое может рассматриваться как рассеяние электромагнитных полей всех зарядов быстрых многозарядных частиц на атомных электронах среды. В силу противоположности знаков зарядов быстрых электронов и ядра, ПТИ в низкочастотной области будет существенно подавляться и проявляться лишь в высокочастотном диапазоне. Относительные вклады ТИ и ПТИ в суммарный рентгеновский поток сильно зависят от угла излучения. Для достаточно быстрых заряженных многозарядных частиц ТИ преобладает для малых углов, в то время как ПТИ становится заметным для больших углов наблюдения, включая заднюю полусферу. Однако реально указанные эффекты могут наблюдаться лишь для весьма быстрых частиц со скоростями, достигающими десятых долей скорости света, и в тонких слоях вещества. При малых скоростях интенсивность излучения частиц резко снижается, а увеличение толщины кристаллической мишени приводит к быстрой потере частицами своих электронов. Анализ отмеченных явлений проводится с помощью метода эквивалентных фотонов для ионов и атомов легких элементов на примере кристаллической среды с кубической структурой.

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

В.К. Гришин

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Анализируется рентгеновское тормозное излучение электрон-позитронной пары в кристаллической среде. Для этого случая, исходя из физических представлений, можно предсказать ряд интересных когерентных радиационных эффектов.

В быстрой электрон-позитронной паре, генерируемой, например, гамма-фотоном (пусть энергия фотона заметно превышает удвоенную энергию покоя электрона), частицы движутся по слабо расходящимся траекториям, испытывая тормозное рентгеновское излучение на ядрах (ТИ) и атомных электронах (ПТИ) среды. Благодаря расхождению частиц условия их взаимодействия со средой изменяются, что отражается на соотношении когерентных и некогерентных долей в спектрах излучения. В кристаллической среде спектры излучения обогащаются рядом структурных резонансов. Здесь в первую очередь следует отметить возможность наблюдения когерентного ТИ, в котором по сравнению с аналогичным излучением одиночного электрона интенсивность радиации учетверяется. Своеобразно проявление ПТИ пары, излучаемое под большими углами, когда существенным становится различие в знаках зарядов частиц. Поэтому на начальном этапе ПТИ пары заметно ослабляется и проявляется лишь в высокочастотной области (этот эффект по своей природе аналогичен известному эффекту Чудакова по подавлению ионизационных потерь при прохождении пары в среде).

В экспериментах рождение пар наблюдают в трековых камерах, помещенных в магнитное поле, вследствие чего расхождение частиц в паре резко увеличивается. Детектирование сопутствующего рентгеновского излучения (при соответствующей модификации камер путем размещения в ней тонких кристаллических радиаторов) позволит получить дополнительную информацию о практически визуально не наблюдаемом начальном движении пары, когда расстояние между частицами не превосходит десятка ангстрем.

# ДИФРАКЦИЯ ВИРТУАЛЬНЫХ И РЕАЛЬНЫХ ФОТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ ИХ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 5,7 МэВ

В.Н. Забаев<sup>1)</sup>, С.В. Разин<sup>1)</sup>, С.Р. Углов<sup>1)</sup>, Ю.Н. Адищев<sup>2)</sup>, Д.А. Веригин<sup>2)</sup>,  
С.И. Кузнецов<sup>2)</sup>, А.П. Потылицын<sup>2)</sup>

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

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

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) электронов в кристаллах (другими словами, результат дифракции виртуальных фотонов) достаточно полно исследовано в экспериментах, выполненных в широкой области энергий электронов. Известно, что наряду с генерацией ПРИ в экспериментах присутствует близкий процесс – дифракция реальных фотонов тормозного излучения (ДТИ), которое генерируется в той же самой кристаллической мишени. В эксперименте /1/, проведенном на мишени из пиролитического графита для энергии электронов  $E=850$  МэВ, было показано, что вклад ДТИ составлял заметную величину от выхода ПРИ (~30%). Следует ожидать, что с уменьшением энергии электронов вклад ДТИ будет возрастать. Однако в известных экспериментах на низких энергиях электронов ( $E < 10$  МэВ) подобных исследований не проводилось /2-4/.

Представленная работа включает два эксперимента, проведенных на пучке микротрона НИИ ЯФ при ТПУ, с энергией ускоренных электронов  $E=5,7$  МэВ. В первом регистрировались спектры ДТИ. При этом тормозное излучение (ТИ) генерировалось электронами в алюминиевом конверторе толщиной 125 мкм. Далее заряженная компонента отклонялась от оси пучка очистным магнитом. Поток ТИ падал на кристаллический монохроматор (пиролитический графит, вольфрам, кремний), установленный в геометрии Брэгга под углом  $\theta_B=45^\circ$ . Отраженные в результате дифракции фотоны ДТИ регистрировались рентгеновским полупроводниковым кремниевым ПИН-спектрометром БДЕР-КИ-11К, установленном под углом  $\theta_D=2\theta_B=90^\circ$ . Энергетическое разрешение составило  $\sigma \approx 160$  эВ. Второй эксперимент заключался в регистрации выхода ПРИ+ДТИ при прохождении электронов через те же кристаллы, что и в первом измерении. В обоих измерениях использовался один и тот же комплекс регистрирующей аппаратуры, геометрические условия совпадали. В работе приводятся спектральные и ориентационные характеристики излучения и даются оценки соотношения вкладов ДТИ и ПРИ в общий поток дифрагированного рентгеновского излучения.

Работа поддержана грантами: РФФИ № 03-02-1758 и МНТЦ № 2140.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chefonov O.V., Kalinin B.N., Naumenko G.A. et al. // NIM B, 2001, 173, p. 18.
2. Frudenberger J., Gavrikov V.B., Galemann M. et al. //Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, 2487.
3. Kaplin V.V., Moran M., Pivovarov Yu.L. et al. //NIM B, 1997,122, p.625-629.
4. Адищев Ю.Н. Забаев В.Н., Каплин В.В. и др. // ЯФ, 2003, №2, с.446-448.

## КОРРЕЛЯЦИИ В ИЗЛУЧЕНИИ НАДБАРЬЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗЕ АТОМНЫХ ЦЕПОЧЕК

П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов, С.И. Тарапатин

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

Движение релятивистских электронов в кристалле под малыми углами к оси атомных цепочек сопровождается когерентным тормозным излучением этих электронов на цепочках. В области достаточно малых энергий излучаемых фотонов, в которой на длине формирования излучения происходит много столкновений быстрого электрона с цепочками, спектрально-угловые характеристики излучения определяются корреляциями между последовательными столкновениями, приводящими к возникновению двух эффектов подавления выхода излучения. Первый из них, хорошо известный эффект Ландау-Померанчука-Мигдала, проявляется при больших энергиях излучающего электрона. Другой эффект, обусловленный насыщением угла азимутального рассеяния быстрого электрона на цепочках, может наблюдаться и в дипольном режиме излучения. В настоящей работе исследуется спектрально-угловое распределение когерентного тормозного излучения надбарьерных электронов без ограничений на величину энергии излучающих частиц (ранее описаны спектральные свойства и показано резкое отличие характера ЛПМ эффекта в аморфной среде и кристалле). При этом учитываются оба указанные выше эффекта, а также влияние поляризации среды на выход излучения. В основе проведенного анализа лежит подход Ландау и Померанчука, примененный ими при исследовании влияния многократного рассеяния на полный спектр тормозного излучения релятивистского электрона в аморфной среде (замена среднего от тригонометрических функций случайного аргумента на функции от усредненного аргумента). Такой подход, аналогичный методу среднего поля в статистической физике, означает переход к формированию фотона на некоторой средней траектории излучающего электрона. В работе получено общее аналитическое решение задачи и простые асимптотики, описывающие эволюцию спектрально-углового распределения излучения с ростом толщины мишени.

## АНОМАЛЬНОЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЕ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ В УСЛОВИЯХ ЭФФЕКТА ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

Ч. Гэри<sup>1)</sup>, Н. Насонов<sup>2)</sup>, М. Пайструп<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Аделфи Технолоджи, Сан-Карлос, США

<sup>2)</sup>Лаборатория радиационной физики, Белгородский университет, г. Белгород, Россия

Одним из наиболее ярких проявлений динамического рассеяния рентгеновских лучей в периодической среде является эффект anomalously low photoabsorption (эффект Бормана). Аналогичный эффект имеет место и в параметрическом рентгеновском излучении (ПРИ) релятивистских электронов, однако в последнем случае величина эффекта относительно невелика. Причина этого заключается в невозможности строгого выполнения условия брэгговского резонанса между псевдофотоном кулоновского поля быстрого электрона и дифрагированным свободным фотоном вследствие различия законов дисперсии для свободных и виртуальных фотонов. В настоящей работе рассматривается ПРИ релятивистского электрона, движущегося в периодической среде в условиях эффекта Вавилова-Черенкова. Показывается, что выход излучения в рассматриваемом случае резко возрастает по сравнению с выходом обычного ПРИ в поглощающей среде. В соответствии с результатами проведенного анализа предсказываемый эффект может реализоваться как в геометрии рассеяния Лауэ, так и в геометрии рассеяния Брэгга. Получены конкретные зависимости спектрально-угловых распределений выхода рентгеновского излучения релятивистских электронов, пересекающих кристаллическую мишень и многослойную наноструктуру, от параметров мишени, определяющих условия проявления эффекта anomalously low photoabsorption.

# ФОКУСИРОВКА И ДЕФОКУСИРОВКА ПЕРЕХОДНОГО И ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТЫХ МИШЕНЯХ

А.П. Потылицын, Р.О. Резаев  
Томский Политехнический Университет, г. Томск, Россия

В работе /1/ авторы разработали монитор длительности электронного банча используя фокусировку когерентного переходного излучения (ПИ) дополнительными зеркалами. Если использовать мишень для генерации ПИ в форме вогнутого параболоида вращения ( $a$ -расстояние от мишени до экрана,  $P$ -фокусное расстояние,  $V$ -вершина параболоида), то следует ожидать фокусировки излучения (на экране размер пятна будет меньше, чем от плоской мишени) или дефокусировки для выпуклого параболоида (размер пятна больше, чем от плоской). На основе подхода, развитого в /2/, проведены расчеты распределения интенсивности ПИ для мишени различной формы. На рис.1 показаны распределения ПИ для вогнутой и плоской мишеней.

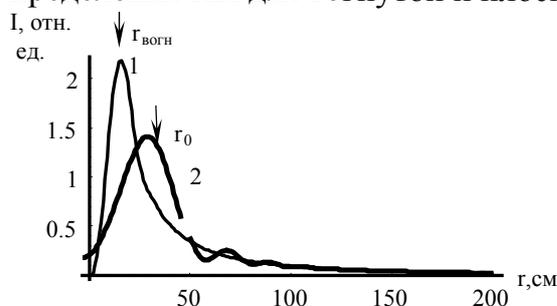


Рис.1. Распределение интенсивности ПИ на экране.  
1-от параболического зеркала;  
2- от плоской мишени для электронов с Лоренц-фактором  $\gamma = 2500$   
 $a = 20 \text{ см}$ ,  $\lambda = 0.5 \text{ мкм}$ ,  
 $P = 50 \text{ см}$ ,  $V = 5 \text{ см}$

Из рисунка видно, что в этом случае излучение в ближней зоне /2/ фокусируется (степень фокусировки  $\frac{r_{\text{вогн}}}{r_0} = 0,49$ ), тогда как для выпуклого зеркала излучение дефокусируется по сравнению с плоским зеркалом. Развитый здесь подход позволяет рассчитывать характеристики не только ПИ, но и дифракционного излучения (ДИ), возникающего при пролете заряженной частицы через отверстие в мишени любой формы. В этом случае, схема для измерения длины банча, предложенная в /1/, может использоваться для генерации и фокусировки когерентного ДИ без искажения характеристик начального пучка электронов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Winter A. Bunch length measurements at the SLS Linac using Electro Optical Techniques, // Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland
2. Potylitsyn A. //LANL archive/Physics/0408024/2004

# RADIATION SPECTRUM OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN NON-UNIFORM STRONG FIELDS

M.Kh.Khokonov<sup>1)</sup>, H.Nitta<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Kabardino-Balkarian State University, Nalchik, Russian Federation

<sup>2)</sup> Tokyo Gakugei University, Tokyo, Japan

Influence of the external field non-uniformity on electromagnetic processes is generally of primary interest /1-2/. As a basic simplification the real electron trajectory can be approximated by the arc of a circular path. The corresponding radiation spectrum is of the synchrotron type. Such the synchrotron approximation (SA) had been widely used in multi-GeV electron radiation in oriented crystals /3/ as well as in astrophysical applications /4/.

The shape of the synchrotron spectrum is defined by only one Lorentz invariant parameter  $\xi = (2/3)\omega/\gamma^3 g$ , where  $\omega$  is the radiation frequency,  $g = c/R$ ,  $R$  is the instantaneous radius of the trajectory curvature,  $\gamma$  is the Lorentz factor and can be obtained by taking into account the two first terms in the expansion of the phase  $\delta$  in the radiation formulas for spectral distribution

$$\delta = (3/2)\xi(x + x^3/3 + a_5x^5 + a_7x^7 + \dots) \quad (1)$$

where  $x$  is the dimensionless time variable and invariant coefficients  $a_i$  depend on high order derivatives of the acceleration (or on spatial derivatives of the interaction potential). We show, that the direct calculation of the radiation spectrum using expansions like that, given by Eq. (1), can be expressed in terms of exponentially converged integrals, but the result does not give an adequate result, because the corresponding integrals are not of the regular type. Instead, we propose another method, approximating the real trajectory by some trial trajectory, the phase expansion of which coincides with Eq. (1).

The new type of radiation spectrum has been obtained, depending on two invariants  $\xi$  and  $\nu \approx D$ , where  $D$  is the so-called non-dipole parameter (for example, in channeling  $D = \theta_L \gamma$ ,  $\theta_L$  is the critical channeling angle). A strong suppression of radiation in the low frequency region has been predicted (comparing with that, given by SA).

## REFERENCES

1. M.Kh. Khokonov, H. Nitta // Phys. Rev. Lett. 2002. V.89. 094801
2. H. Nitta, M.Kh. Khokonov, Y. Nagata, S Onuki. // Phys. Rev. Lett. V.93, 2004, 180407
3. Baier V.N., Katkov V.M. and Strakhovenko V.N. Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals. - World Scientific, Singapore, 1998.
4. Epstein R.I. //Astrophys. J. 1973. V.183. p.593.

# КАСКАДНАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В КРИСТАЛЛАХ

М.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г.Нальчик, Россия

Характер энергетических потерь на излучение жёстких гамма-квантов электронами, проходящими через среды, таков, что в каждом акте излучения теряется энергия, соизмеримая с энергией излучающего электрона. Соответственно, распределение электронов с начальной энергией  $E_0$  по потерям энергии  $\omega$  удовлетворяет кинетическому уравнению каскадного типа /1/

$$\frac{\partial F_\omega(E_0, t)}{\partial t} = \int_0^\omega F_{\omega-x}(E_0, t) \sigma_x(E_0 - \omega + x, t) dx - \int_0^{E_0-\omega} F_\omega(E_0, t) \sigma_x(E_0 - \omega, t) dx, \quad (1)$$

где  $\sigma_\omega(E)d\omega$  - вероятность излучения на единице длины фотона с энергией  $\omega$  электроном с энергией  $E$ .

Нами развиты методы решений каскадных уравнений типа (1) и найдены аналитические решения для широкого класса дифференциальных сечений  $\sigma_\omega(E)$ .

Знание функции распределения  $F_\omega(E_0, t)$  позволяет рассчитать спектр интенсивности в условиях многофотонного характера излучения. Корректная интерпретация экспериментальных результатов для электронов с энергиями 150-300 ГэВ, проходящих через ориентированные кристаллы /2/, требует учёта фактора кратности излучения. До последнего времени единственным способом теоретического анализа оставался метод компьютерного моделирования /3-4/. В работе /5/ изучено влияние многофотонного характера излучения на мягкую часть измеряемого спектра. Наш подход основан на каскадных уравнениях типа (1). Проанализированы имеющиеся экспериментальные результаты в области энергий электронов свыше ста ГэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 2004. Т.126. С.799.
2. Kirsebom K., Medenwaldt R., Mikkelsen U. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. V. 119. P. 79.
3. Kononets Yu.V. // J.Moscow Phys. Soc. 1992. V.2. P. 71.
4. Kirsebom K., et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 2001.V. 174. P. 274.
5. Baier V.N., Katkov V.M. // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. 056003.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ (0001) СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ NbSe<sub>2</sub> И ZrS<sub>2</sub>: ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ПОЛНОГО ТОКА

О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина

Одним из методов изучения приповерхностных состояний кристаллов является низкоэнергетическая спектроскопия полного тока (ПТ), в которой измеряется производная по энергии первичных электронов от ПТ в цепи образца как функция этой энергии. Согласно существующим представлениям /1-2/, наблюдаемая в экспериментах тонкая структура (ТС) спектров ПТ обусловлена многократным рассеянием дифракционного пучка на поверхностном потенциальном барьере и отражает особенности незаполненных высоколежащих состояний. Для интерпретации опытных данных необходимо решать задачу о рассеянии электронов с заданным импульсом на кристалле в рамках динамической теории дифракции медленных электронов. Расчеты спектров ПТ монокристаллов NbSe<sub>2</sub> и ZrS<sub>2</sub> проводились в приближении /3-5/, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии в заданном направлении квазиимпульса. Результаты расчетов удовлетворительно описывают основные особенности ТС экспериментальных спектров ПТ /1-2,6-7/. Показана преобладающая роль эффектов объемной зонной структуры (экстремумы в спектрах ПТ отражают энергетическое положение критических точек типа краев (границ) энергетических зон или точек экстремальной кривизны дисперсионных ветвей) в формировании спектров ПТ. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в спектрах ПТ от поверхностных.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Комолов С.А. Интегральная вторично-электронная спектроскопия поверхности. - Л.: Изд-во ЛГУ, 1986, с.180
2. Krasovskii E.E., Schattke W., Strocov V.N., Claessen R. // Phys. Rev. B, 2002. V.66. P.235403.
3. Panchenko O.F. // Surf. Sci., 2001. V.482-485. P.723.
4. Panchenko O.F. // Radiat. Phys. Chem., 2003. V.68. P.239.
5. Panchenko O.F., Panchenko L.K. // J. Electron Spectr. Relat. Phenom., 2004. V.137-140. P.547.
6. Mohamed M.H., Møller P.J., Chadderton L.T. // J. Phys. C.: Solid State Phys., 1982. V.15. P.2269.
7. Mohamed M.H., Møller P.J. // Physica Scripta, 1982. V.25. P.765

# ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ

А.С. Фомин<sup>1)</sup>, С.П. Фомин<sup>2)</sup>, Н.Ф. Шульга<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Харьковский национальный университет, Харьков, Украина

<sup>2)</sup>Институт теоретической физики ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина

В работе /1/ показано, что многократное рассеяние релятивистских электронов в тонкой аморфной мишени может приводить к существенному искажению не только спектра их тормозного излучения /2/, но также и углового распределения излучаемых фотонов. Аналогичный эффект должен иметь место в кристалле при движении быстрых электронов под малым углом к кристаллографической оси, причем, благодаря когерентному характеру рассеяния электронов цепочками атомов кристалла /3/, он должен проявляться сильнее, чем в аморфной мишени. В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования влияния многократного рассеяния на спектрально-угловые распределения и поляризацию тормозного излучения релятивистских электронов при прохождении сквозь тонкий кристалл под малым углом к кристаллографической оси. Показано, что угловые распределения излучаемых в тонком кристалле фотонов имеют нетривиальную форму и сложную ориентационную зависимость. Степень линейной поляризации излучения электронов в этом случае может достигать больших значений (~80%). Для этого, однако, необходимо применять специальную коллимацию фотонного пучка, определяемую особенностями угловых распределений излучаемых гамма-квантов в условиях существенной недипольности процесса излучения. Показано также, что степень циркулярной поляризации относительно мягких фотонов, для которых длина когерентности много больше толщины мишени, оказывается близка к нулю для любых углов вылета гамма-квантов. Этот эффект определяет нижнюю границу энергии гамма-квантов при использовании метода получения циркулярно поляризованных фотонов, предложенного в работе /4/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фомин С.П., Шульга Н.Ф., Шульга С.Н. //Ядерная Физика, 2003, Т.66, с.421.
2. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. //ЖЭТФ, 1998, Т.113, с.58.
3. Fomin S.P., Shul'ga N.F. //Phys. Lett. A, 1986. V.114, p.148.
4. Lapko V.P., Nasonov N.N. //Nucl. Instr. Meth. B, 1994. V.84, p.48.

# ЭФФЕКТ СМИТА-ПАРСЕЛЛА В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А. А. Тищенко<sup>1)</sup>, М. Н. Стриханов<sup>1)</sup>, А. П. Потылицын<sup>2)</sup>

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

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

Эффект Смита-Парселла (СП) достаточно хорошо исследован в оптическом диапазоне частот /1/. Для более высоких частот существует только одна работа /2/. Автор этой работы исходил из формул, полученных М.Л. Тер-Микаеляном /3/, пригодных лишь для идеально проводящих экранов. Однако, как хорошо известно, на частотах выше плазменной  $\omega_p$  различие отклика металлов и диэлектриков на внешнее поле исчезает, а диэлектрическая проницаемость близка к единице. Поэтому представляет интерес заново провести исследование эффекта СП в области частот  $\omega \gg \omega_p$ .

В данной работе мы обобщили подход, развитый в /4/, на случай мишени, состоящей из периодического набора пластинок. Получено, что дисперсионное соотношение имеет вид  $\omega = \sqrt{\varepsilon} \mathbf{v} \mathbf{k} + (2\pi/p) v_x m$ ,  $m = 1, 2, \dots$ , где  $v_x$  есть проекция скорости  $\mathbf{v}$  частицы на ось  $x$ , вдоль которого дифракционная решетка периодична с периодом  $p$ ;  $\mathbf{k}$  есть волновой вектор поля излучения,  $|\mathbf{k}| = \omega/c$ . Данное соотношение отличается от обычного соотношения СП величиной  $\sqrt{\varepsilon}$  и совпадает с дисперсионным соотношением для параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Такое отличие от случая идеально проводящей мишени обусловлено тем, что излучение СП на частотах выше плазменной формируется в материале пластинок, и успевает набрать некоторую фазу за время прохождения до поверхности пластинок мишени. Кроме того, показано, что существует также эффект СП в направлении отражения от гребней решетки (в полной аналогии с ПРИ). Однако интенсивность излучения СП в этом направлении существенно ниже, чем для обычного излучения Смита-Парселла в плоскости, проходящей через импульс электрона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Болотовский Б.М., Г.В. Воскресенский // УФН, 1968, т. 94, с. 377.
2. Moran M.J. // Ph. Rev. Lett., 1992, v. 69, p. 2523
3. Тер-Микаелян М.Л. //Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях - Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
4. Tishchenko A.A., Potylitsyn A.P., Strikhanov M.N. //Phys. Rev. E, 2004, v. 70, p. 066501

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МИШЕНИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ПРИ)

А.С. Лобко, О.М. Луговская

Институт ядерных проблем Белорусского госуниверситета, Минск, Беларусь

Согласно кинематической модели ПРИ /1/ интегральное число рентгеновских фотонов, испускаемых в рефлекс из мишени толщиной  $L$  и регистрируемых детектором с угловым радиусом  $\theta_D$ , в основном определяется вкладом первой гармоники и записывается следующим образом:

$$N = N_0 \left( \xi_1(E, \theta_D) + \xi_2(E, \theta_D) \right),$$
$$N_0 = \frac{e^2}{8} \cdot \frac{\omega_B}{\sin^2 \theta_B} \cdot |g_\tau(\omega_B)|^2 \cdot L_a(\omega_B) \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \cdot (1 + \cos^2 2\theta_B),$$
$$\xi_1(E, \theta_D) = \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}; \quad \xi_2(E, \theta_D) = \frac{\bar{\theta}_S^2 \theta_D^2}{\theta_{ph}^2 (\theta_D^2 + \theta_{ph}^2)}.$$

Многие из величин, входящих в указанное выражение, зависят от температуры:  $g_\tau$  прямо пропорционально фактору Дебая-Валлера, длина поглощения  $L_a = 1 / |\omega g_0''|$  зависит от плотности,  $\omega_B$  обратно пропорциональна межплоскостному расстоянию и т.д. Между тем, температура мишеней практически не контролировалась в известных экспериментах и только в работе /2/ сравнивались выходы ПРИ из кремниевой мишени, находящейся при температурах 88 К и 293 К.

Ввиду наметившейся тенденции перевода экспериментов по генерации ПРИ на пучки низкой энергии и с повышением величин рабочих токов нагрев мишени пучком уже нельзя будет игнорировать, что может привести к требованию охлаждения мишени и, соответственно, заметно усложнить экспериментальную установку. Учет тепловых свойств веществ при выборе мишени также будет иметь более существенное значение в силу большого разброса температуры Дебая различных материалов, например от 1860 К у алмаза и пиролитического графита до 310 К у вольфрама.

Характеристики ПРИ сложным образом зависят от параметров кристалла, энергии частицы и условий эксперимента (в данном случае и от температуры) и могут быть рассчитаны только численно. Для оценки влияния температуры мишени на характеристики ПРИ в докладе будут приведены результаты численных расчетов спектрально-угловых распределений ПРИ для двух сильных рефлексов от мишеней из кремния, фторида лития и вольфрама в диапазоне температур 80-500 К для энергий электронов 50 и 900 МэВ.

1. Feranchuk I.D., Ivashin A.V. // J. de Physique, 1985. v. 46. p. 1981-1986.
2. Amosov K.Yu., Kalinin B.N., A.P. Potylitsin et al. // Phys. Rev. E, 1993. v. 47, No3. p. 2207-2209.

## ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ДИФРАГИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МИКРОТРОНЕ НИИ ЯФ МГУ

А.Н. Балдин<sup>1)</sup>, И.Е. Внуков<sup>1)</sup>, В.К. Гришин<sup>2)</sup>, А.С. Кубанкин<sup>1)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>1)</sup>,  
Г.П. Похил<sup>2)</sup>, М.В. Обольянова<sup>1)</sup>, Р.А. Шатохин<sup>1)</sup>, Е.А. Ширшов<sup>1)</sup>

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

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Дифрагированное излучение каналированных электронов или, как иногда говорят, дифрагированное излучение релятивистского осциллятора (ДИО) одно из интересных физических явлений, происходящих при прохождении быстрых заряженных частиц через упорядоченные среды, предсказанных в 70-80-тых годах в работах В.Г. Барышевского с соавторами.

Часть из них, например, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) в кристаллах и ПРИ под малыми углами к направлению скорости частицы в кристаллах, экспериментально зарегистрирована [1,2]. ДИО, являющееся результатом когерентного суммирования двух процессов – излучения фотона и его дифракции в кристалле (см. [3] и цитированную там литературу), до последнего времени оставалось вне поля зрения экспериментаторов вследствие, как недостаточной ясности в величине этого эффекта, так и очевидной сложности в его выделении. Немаловажен и узкий диапазон энергии частиц, где возможно четкое проявление эффекта (10-40 МэВ).

Наличие выведенного электронного пучка, требуемый энергетический диапазон (15-65 МэВ), возможность изменения энергии частиц на разрезном микротроне НИИ ЯФ МГУ [4] позволяют надеяться на успешное выделение этого типа излучения на фоне ПРИ и дифрагированного тормозного излучения. Обсуждается схема предполагаемой экспериментальной установки и методика проведения измерений. Приведены оценки величины искомого эффекта и вклада фоновых процессов. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 03-02-16587), программы "Университеты России" (грант УР 02.01.485) и программы грантов БелГУ (грант ВКГ 003-05).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев С.А. и др. // Письма ЖЭТФ, т. 41 (1985) с.3.
2. Алейник А.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ, т.80 (2004) с. 447
3. 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.
4. Shvedunov V.I. et al. // Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, p.2596-2598

# СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЗИТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ЛЁГКИХ И ТЯЖЁЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

И.Е. Внуков, Д.А. Нечаенко

Лаборатория радиационной физики, Белгородского госуниверситета, г. Белгород, Россия

Когерентное излучение релятивистских электронов в ориентированных кристаллах большой толщины в настоящее время рассматривается как перспективный источник фотонов для создания позитронного источника для линейных электрон-позитронных коллайдеров следующего поколения /1,2/. В отличие от стандартных источников, где позитроны получаются в результате процессов развития ливней в аморфной мишени большой толщины, в этом источнике для генерации излучения используется кристалл, ориентированный осью вдоль направления падения пучка электронов. Поскольку в этом случае интенсивность излучения резко возрастает, можно ожидать уменьшение суммарной толщины радиатора позитронов и, как следствие, меньшего тепловыделения, и большей интенсивности пучка позитронов. С помощью методики расчёта /3/, проведено сравнение кристаллов вольфрама и кремния большой толщины с точки зрения их применимости для создания такого источника. Показано, что из-за лучшего соотношения радиационных и ионизационных потерь энергии быстрыми частицами монокристаллы вольфрама лучше отвечают требованиям, предъявляемым к позитронному источнику, основанному на механизме когерентного излучения электронов в кристаллах. Проведено сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными по выходу позитронов из кристаллов вольфрама /4/, кремния и алмаза /5/, бомбардируемых пучками электронов с энергией 8 ГэВ.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Университеты России (грант УР 02.01.485) и программы грантов БелГУ (грант ВКГ 003-05).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Artru X. et al. // NIM A344, 1994, p.443.
2. Yoshida K. et al. // Phys. Rev. Lett., 1998, v. 70, p. 1437.
3. Kalinin B.N. et al. //NIM B145, 1998, p. 209.
4. Suwada T. et al. // Phys. Rev. E, 2003, v. 67, 016502.
5. Satoh M. et al. // NIM B227, 2005, p.3.

## КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

Н.К. Жеваго<sup>1</sup>, П.Н. Жукова<sup>2</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Лаборатория радиационной физики, Белгородский университет, г. Белгород, Россия

Рентгеновское черенковское излучение, реализующееся в окрестности краев фотопоглощения некоторых веществ, позволяет рассчитывать на создание эффективного источника квазимонохроматических рентгеновских квантов. Выполненные недавно соответствующие эксперименты показали возможность получения интенсивности излучения порядка 0.001 фот./эл. на основе обсуждаемого механизма. В настоящей работе рассматривается рентгеновское квазичеренковское излучение релятивистских электронов в периодической среде (параметрическое рентгеновское излучение вперед) в области аномальной дисперсии (предполагается, в частности, что в рассматриваемых условиях может выполняться условие излучения Вавилова-Черенкова). Показывается, что выход излучения в рассматриваемых условиях может существенно превышать выход обычного параметрического излучения, реализующегося вне области аномальной дисперсии. Физическая причина роста выхода связана с проявлением эффекта аномального фотопоглощения (эффекта Бормана). Влияние аномального поглощения на параметрическое излучение рассматривалось ранее вне области аномальной дисперсии. При этом было показано, что данный эффект незначительно меняет интегральный выход излучения, что обусловлено невозможностью строгого выполнения условия брэгговского резонанса между дифрагированным свободным фотоном и псевдофотоном кулоновского поля быстрого электрона. Указанное условие может быть выполнено в рассматриваемом случае, когда первичным фотоном является свободный фотон черенковского излучения, что и объясняет предсказываемый эффект.

## ОСОБЕННОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВДОЛЬ СКОРОСТИ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.А. Лихачев, Н.Н. Насонов, В.А.Насонова

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

Теория параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистских электронов предсказывает существование не только хорошо изученного к настоящему времени рефлекса ПРИ, распространяющегося в направлении брэгговского рассеяния кулоновского поля излучающего электрона, но и дополнительного рефлекса, распространяющегося вдоль скорости быстрого электрона. В настоящей работе проводится теоретический анализ рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистского электрона, пересекающего толстый кристалл (толщина кристалла превышает длину фотопоглощения), с учетом вкладов ПРИ, тормозного и переходного механизмов излучения. Анализ обусловлен необходимостью объяснения неожиданных результатов выполненного недавно на томском синхротроне эксперимента по обнаружению ПРИ вперед (при изменении угла ориентации скорости быстрого электрона относительно отражающей кристаллографической плоскости спектр излучения в окрестности брэгговской частоты изменялся от пика до провала на фоне широкой подложки). Развита в настоящей работе теория объясняет обнаруженный эффект конкуренцией вкладов ПРИ и тормозного излучения, выход которого в окрестности брэгговской частоты частично подавлен за счет дифракционного выбывания тормозных фотонов из конуса первичного излучения. При изменении угла ориентации (что равносильно изменению брэгговской частоты) изменяется соотношение между вкладами обсуждаемых механизмов излучения, что и приводит к существенному изменению формы спектра суммарного излучения.

# О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ, ДЛЯ АНАЛИЗА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВЕЩЕСТВА

А.В. Романов<sup>1)</sup>, М.А. Степович<sup>1, 2)</sup>, М.Н. Филиппов<sup>3)</sup>

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

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

<sup>3)</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва,  
Россия

При взаимодействии заряженных частиц средних энергий с кристаллами возникает электромагнитное излучение, которое может быть использовано для анализа приповерхностных областей вещества. Так, сфокусированные электронные пучки используются в рентгеноспектральном микроанализе для возбуждения рентгеновского излучения, в катодолюминесцентной микроскопии в качестве информативного сигнала используется излучение оптического диапазона.

В настоящей работе рассматривается возможность повышения эффективности использования возникающего излучения за счет подбора оптимальных условий эксперимента, исходя из предварительной информации о физической природе вещества, особенностей взаимодействия заряженных частиц с веществом и параметров измерительной аппаратуры. Выбор области спектра для регистрации излучения является важным параметром при проведении анализа качественного и количественного состава вещества и может в значительной мере повлиять на результаты анализа, в том числе на время проведения эксперимента и объем получаемой полезной информации. Оптимальные для ожидаемого состава вещества условия проведения эксперимента предлагается определять методами математического моделирования. При построении математической модели спектров излучения учитываются основные факторы, влияющие на результат измерений: особенности измерительной установки, линии высших порядков дифракции, профиль линий спектра, поглощение излучения в образце. Исходя из построенной математической модели, определяются критерии выбора области спектра для проведения измерений.

Предварительные результаты, полученные для излучения рентгеновского диапазона, показали, что предложенный метод может успешно применяться при определении естественных и техногенных радионуклидов в природных и производственных объектах.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 04-03-97210).

# INFLUENCE OF THE STRONG FIELD NON-UNIFORMITY ON PAIR PRODUCTION

H.Nitta<sup>1)</sup>, M.Kh.Khokonov<sup>2)</sup>, Y.Nagata<sup>1)</sup>, S.Onuki<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Tokyo Gakugei University, Tokyo, Japan

<sup>2)</sup> Kabardino-Balkarian State University, Nalchik, Russian Federation

We have developed a simple as well as precise method of electron-positron pair production by photons in strong fields taking into account the non-uniform effect of the fields /1/. The main idea is to use a trial trajectory method developed recently for radiation processes /2/. The method permits us to express the corresponding cross section directly in terms of the interaction potential rather than through the trajectories.

In contrast with well known constant field result /3-4/ our formula for pair production cross-section depends on two Lorentz-invariant parameters  $\xi$  and  $\nu$ , where  $\xi = 2[3\eta_+(1-\eta_+)\chi]^{-1}$  is an ordinary constant field pair production parameter,  $E_+/\omega$ ,  $E_+$  and  $\omega$  are the positron and photon energies,  $\chi$  is the Schwinger's field parameter. The parameter  $\nu \propto \gamma_+\theta_+$  characterizes the field non-uniformity,  $\gamma_+$  and  $\theta_+$  are positron Lorentz-factor and "scattering angle". For fixed  $\chi$ , when  $\nu$  becomes large ( $\nu \geq 5$ ) our results approach to constant field approximation. In the opposite limit, when  $\nu \ll 1$  we obtain the Bethe-Heitler type spectrum.

The theoretical results of crystal-assisted pair production in Ge <110> are compared with experiments /5,6/. The analysis show good agreement with the measurements. No fitting parameters are included in calculations. We therefore may conclude, that the pair production process in non-uniform external field can be fairly described by our relatively simple standard expression.

We predict the pair production for relatively weak external fields where the uniform field approximation gives no effect.

## REFERENCES

1. Nitta H., Khokonov M.Kh., Nagata Y., S. Onuki // Phys. Rev. Lett., 2004, V.93, 180407
2. Khokonov M.Kh., Nitta H. // Phys. Rev. Lett., 2002, V.89, 094801
3. Ahiezer A.I., and Shul'ga N.F.. High Energy Electrodynamics in Matter, Gordon and Breach, London, 1995.
4. Baier V.N., Katkov V.M. and Strakhovenko V.N. //Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals. - World Scientific, Singapore, 1998.
5. Belkacem A. et al. // Phys. Rev. Lett., 1987, V. 58, p. 1196.
6. Kirsebom K. et al. // Nucl. Inst. and Meth. B, 1998, V. 135, p. 143.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ СВЫШЕ 100 ГЭВ

М.Х. Хоконов, И.Г. Езаова

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г.Нальчик, Россия

Интенсивное излучение гамма-квантов в ориентированных кристаллах при энергиях электронов 150 – 300 ГэВ детально изучалось экспериментально /1-2/ и теоретически /3-4/ на протяжении последних 15 лет. При этом, объектом изучения являлись спектр интенсивности  $I(\omega, z)$  и спектр кратности излучения  $\langle k(\omega, z) \rangle$ , определяющий среднее число фотонов, суммарная энергия которых равна  $\omega$ . Таким образом, в приведённых величинах  $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \dots$  есть суммарная энергия всех фотонов, излучённых отдельным электроном на глубине  $z$ .

Методом численного моделирования нами изучены другие величины, которые на сегодняшний день не измерялись, но в принципе могут быть измерены. Так, представляет интерес вероятность того, что измеренной детектором частоте  $\omega$  соответствует ровно  $k$  фотонов. Эта величина задаётся распределением  $W(\omega, k, z) d\omega$ . Упомянутые выше величины выражаются через распределение  $W(\omega, k, z)$  как

$$I(\omega, z) = \omega \sum_{k=0}^{\infty} W(\omega, k, z) \quad (1)$$

$$\langle k(\omega, z) \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} kW(\omega, k, z) . \quad (2)$$

Нами показано, что полуширина распределения по числу излучённых фотонов существенно увеличивается с увеличением их суммарной энергии  $\omega$ . Расчёты интенсивности (1) в рамках приближения постоянного поля (ППП) хорошо описывают экспериментальные результаты, однако, это не имеет место для величины (2), для которой ППП даёт совершенно не согласующиеся с экспериментами результаты. Нами анализируется характер такого расхождения, связанного с тем, что сечение излучения в ППП сильно завышает выход мягких фотонов по сравнению с более точными теориями /5/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kirsebom K., Medenwaldt R., Mikkelsen U. et al. // Nucl. Instr. Meth. B, 1996, V.119, P.79.
2. Kirsebom K., Mikkelsen U., Uggerhoj E. et al. // Nucl. Instr. Meth. B, 2001, V.174, P.274.
3. Kononets Yu.V., Ryabov V.A. // Nucl. Instr. Meth. B, 1990, V. 48, P. 269.
4. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 1993. Т.103. С.1723.
5. Khokonov M.Kh., Nitta H. // Phys. Rev. Lett., 2002, V.89, 094801.

# ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ СВЫШЕ 100 ГЭВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

М.Х. Хоконов, О.Х. Темрокова  
Кабардино-Балкарский госуниверситет, г. Нальчик, Россия

Интерес к анализу угловых распределений электронов с энергиями выше 100 ГэВ, проходящих через ориентированные кристаллы вблизи атомных цепочек, связан с уникальной возможностью наблюдать влияние излучения на движение излучающих частиц /1-2/. Когерентное рассеяние на непрерывном потенциале атомных цепочек приводит к уширению угловых распределений по сравнению с аморфной средой. Дополнительное уширение связано с потерями энергии на излучение, что приводит к увеличению критического угла каналирования и к увеличению углов некогерентного рассеяния на отдельных атомах решётки. Радиационное затухание поперечной энергии приводит к обратному эффекту, так что при определённых условиях этот фактор может стать доминирующим. Методом численного моделирования нами изучены угловые распределения электронов с энергиями 150 – 300 ГэВ в кристаллах кремния, германия и алмаза.

В отличие от предыдущих работ /1-2/ нами более точно учитывается такой важный фактор, как многократное рассеяние. Именно, нами рассматриваются все акты некогерентного рассеяния электронов пучка на атомах кристалла. Выделение когерентного рассеяния на непрерывном потенциале с сохранением поперечной энергии производился с помощью фактора Дебая-Валлера.

Результаты расчётов сравниваются с экспериментальными результатами /3-4/. Показано, что приближение постоянного поля (ППП) даёт хорошее согласие с экспериментами при расчёте спектров интенсивности излучения, но не угловых распределений. Учёт радиационного демпинга в PPP приводит к существенно более узким угловым распределениям, чем показывают экспериментальные данные.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ, 1993, т. 103, с. 1723.
2. Khokonov M.Kh. // Nucl. Inst. Meth. B. 1996. v. 119. p. 63.
3. Baurichter A., Kirsebom K., Kononets Yu. V. et al. // Phys. Rev. Lett., 1997, v.79, p. 3415.
4. Kirsebom K., Mikkelsen U., Uggerhoj E. et al. // Nucl. Instr. Meth. B, 2001, v.174, p. 274.

# ПОДАВЛЕНИЕ ВЫХОДА ЖЁСТКИХ ФОТОНОВ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 150-300 ГЭВ

А.Х.Хоконов, М.Х.Хоконов, К.В.Эфендиев

Кабардино-Балкарский госуниверситет, г.Нальчик, Россия

Интенсивное излучение электронов с энергиями свыше ста ГэВ, движущихся вдоль атомных цепочек кристаллов, приводит к тому, что уже на толщинах более чем на порядок меньших радиационной длины в аморфном веществе  $L_{RAD}$  почти вся энергия пучка переходит в излучение [1]. Спектр интенсивности излучения при этом, как известно, имеет максимум в области энергий  $\omega \approx 0.8E$ , где  $E$  - энергия пучка электронов. Величина  $\omega$  здесь есть суммарная энергия всех фотонов, излучённых одним электроном и почти одновременно попавших в детектор.

Практический интерес, однако, представляет не спектр интенсивности, а спектр одиночных фотонов, т.е. число излучённых фотонов в заданном интервале частот  $N_\omega d\omega$ , где теперь  $\omega$  - энергия одного фотона. Эта величина не является на сегодня непосредственно измеряемой величиной.

Нами изучены спектры одиночных фотонов при энергиях электронов от ста ГэВ до нескольких ТэВ. При этом эффективность ориентированных кристаллов (ОК), как источника жёстких гамма квантов, следует сравнивать не с аморфными мишенями той же толщины, а с толстыми аморфными мишенями, толщина которых  $\approx L_{RAD}/2$ . В расчётах учитывается некогерентное тормозное излучение. Показано, что при энергиях до 300 ГэВ толстые аморфные мишени более эффективны для получения жёстких фотонов с  $\omega > 0.6E$ , однако, при  $E > 1$  ТэВ ОК становятся эффективнее во всём спектральном диапазоне.

Расчёты выхода крайне жёстких фотонов с  $\omega > 0.8E$  показывают, что имеет место эффект подавления излучения в ОК по сравнению с аморфными мишенями той же толщины в области энергий электронов 150-300 ГэВ. Это связано с тем, что при таких энергиях электроны теряют значительную долю своей энергии на излучение сравнительно мягких фотонов. При энергиях свыше 300 ГэВ эффект подавления исчезает за счёт смещения спектра когерентного излучения в поле атомных цепочек в крайне жёсткую часть.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. // Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. - Новосибирск: Наука, 1989. с. 399
2. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Киздермишов А.А. // ЖТФ, 2002, т.72, с. 69
3. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // Письма в ЖТФ, 1996, т. 22, с. 14

# ВЛИЯНИЕ КАНАЛИРОВАНИЯ НА ВЫХОД НЕКОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

А.Х. Хоконов, М.Х. Хоконов, К.В. Эфендиев  
Кабардино-Балкарский госуниверситет, г. Нальчик, Россия

Выход некогерентного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в ориентированных кристаллах превышает соответствующую величину в аморфной среде /1-2/. Основным фактором, определяющим эффект, является пространственное перераспределение электронов по поперечным координатам /3/. Последнее обстоятельство приводит к тому, что функция распределения электронов по числу близких столкновений с отдельными атомами в ориентированном кристалле существенно отличается от соответствующего распределения в аморфной среде (т.е. от распределения Пуассона).

Нами предлагается теория некогерентного тормозного излучения в толстых ориентированных кристаллах, учитывающая непуассоновский характер столкновений и позволяющая выявить зависимость эффекта от глубины проникновения электронов в кристалл  $z$ . Показано, что коэффициент увеличения выхода (т.е. отношение выхода излучения в кристалле в этой величине для аморфной мишени с той же толщиной) падает с увеличением толщины кристалла  $z$  как  $\propto (\ln z)/z$ .

Экспериментальные данные для электронов с энергией 1.2 ГэВ, движущихся в кристалле кремния вдоль направления  $\langle 110 \rangle$  /4-5/, сравниваются с результатами нашего численного моделирования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. //Электродинамика высоких энергий в веществе. Москва: Наука, 1993, с. 344 (См. § 62).
2. Nitta H., Shimizu K., Ohtsuki Y.H. // Rad. Eff. and Def. in Solids, 1991, Vols. 122-123
3. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. // Письма в ЖТФ, 2005, т. 31, с. 57.
4. Бочек Г.Л., Гришаев И.А., Коваленко Г.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 380
5. Endo I., Monaka T., Sakaguchi A. et al. // Phys. Lett. A, 1990. v. 146, p. 150.

# ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ю.Н. Адищев, А.С. Гоголев, Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В работе была измерена спектральная плотность параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), возбуждаемого электронами энергией 900 МэВ в кристалле германия для дифракционных плоскостей (111) и (220) /1/ в сравнении с плотностью характеристического рентгеновского излучения (ХРИ).

Спектрально – угловая плотность ПРИ зависит от ряда факторов, важнейшими из которых являются энергия электронов, мозаичность и ориентация кристалла, апертура коллиматора. В эксперименте использовалась брэгговская геометрия при ориентации плоскостей (111), (220) относительно пучка  $\theta_B=9,25^\circ$ , что для угла детектирования  $\theta_D=18,5^\circ$  соответствовало энергии рефлексов ПРИ  $\hbar\omega_{(111)}=11,8$ ,  $\hbar\omega_{(220)}=18,8$  кэВ. В качестве детектора использовался пропорциональный счётчик заполненный ксеноном. Для фотонов энергией 8,1 кэВ ( $Zn^{63}$ ) эффективность составляла ~ 60 % и разрешение было 20 %, что не позволяло разрешить линии  $K_\alpha$  и  $K_\beta$ . Энергии линий ХРИ  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  равны 9,78 и 10,99 кэВ, соответственно.

Для абсолютизации выхода ПРИ мы сравнивали его с выходом флюоресценции. Расчёт интенсивности ХРИ производился с использованием модели, учитывающей поглощение излучения, в которой сечение ионизации  $K$  – электронов рассчитано методом, предложенным в /2/. Модель проверялась на разных мишенях. Получены следующие оценки выхода фотонов ХРИ из германиевой мишени для заданной апертуры  $\Delta\Omega\approx 1,6\cdot 10^{-5}$   $Y_{K-\Phi}$ :  $3,69\cdot 10^{-8}$ ,  $2,64\cdot 10^{-8}$  [фотон/ $e^-$ ] для используемых ориентаций кристалла. Теоретическая оценка выхода ПРИ  $Y_{ПРИ}^{(111)} = 1,93\cdot 10^{-7}$ ,  $Y_{ПРИ}^{(220)} = 5,43\cdot 10^{-7}$  [фотон/ $e^-$ ].

В эксперименте выход ПРИ составил  $Y_{ПРИ}^{(111)}=(2,3\pm 0,3)\cdot 10^{-7}$  и  $Y_{ПРИ}^{(220)}=(5,9\pm 0,6)\cdot 10^{-7}$ , который согласуются с результатами моделирования. Для электронов  $E=900$  МэВ яркость ПРИ превышает яркость ХРИ  $\frac{Y_{ПРИ}^{(111)}}{Y_{K-\Phi}} = 6$ ,

$$\frac{Y_{ПРИ}^{(220)}}{Y_{K-\Phi}} = 22.$$

Таким образом, предлагаемый метод позволяет проводить “естественный” абсолютный мониторинг выхода фотонов ПРИ при одновременном детектировании линий ПРИ и ХРИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К.Ю. Амосов, В.А. Верзилов, И.Е. Внуков и др. //Поверхность. Физика, Химия, Механика. 1995, N11, с.81.
2. А.Н. Sørensen. //Phys. Rev., A36 (1987), 3125, N7, 1987.

# ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ МИШЕНЬ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В.А. Долгих

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Многие факторы влияют на спектральные и угловые распределения черенковского излучения (ЧИ). В частности, многократное рассеяние в веществе меняет условия когерентности для возникновения ЧИ и уменьшает его интенсивность /1/. Влияние траектории проявляется и в синхротронно-черенковском излучении /2/, обладающем синергетической особенностью в отличие от интерференционного эффекта взаимодействия переходного и черенковского излучения. Оценки особенностей ЧИ для случая каналирования ранее были выполнены в /3/.

В докладе представлены результаты исследований особенностей ЧИ каналированных электронов, позитронов и тяжелых ионов, выполненных методом компьютерного моделирования /4,5/. При прохождении пучка через кристалл определенной толщины, центр распределения пучка  $\langle\theta\rangle$  смещается относительно начальной ориентации пучка. Смещение центра распределения пучка коррелирует со смещением максимума угловых распределений каналированного излучения. Но если в излучении каналированных частиц коэффициент пропорциональности между смещением центра распределения пучка частиц  $\langle\theta\rangle$  и пучка фотонов  $\langle\theta_\gamma\rangle$  практически равен единице, то для ЧИ  $\langle\theta_\gamma\rangle = \cos\theta_c\langle\theta\rangle$ , где  $\theta_c$  – черенковский угол. Следовательно, чтобы наиболее эффективно наблюдать смещение в угловых распределениях ЧИ, нужно либо брать кристалл большей толщины, чем в экспериментах с каналированным излучением, либо уменьшить энергию пучка, увеличив тем самым  $\langle\theta\rangle$ . Обсуждается также проблема фона от излучения вторичных частиц в случае ЧИ релятивистских тяжелых ионов.

Работа поддержана грантом "Университеты России – фундаментальные исследования".

## ЛИТЕРАТУРА

1. Джелли Дж. //Черенковское излучение. - М.: ИЛ, 1960.
2. Schwinger J., Tsai W., Erber Th. // Annals of Physics, 1976, v.96, p.303.
3. Долгих В.А., Е.Г. Вяткин // Изв. Вузов. Физика, 1986, №8, с. 28.
4. Dolgikh V.A., Vyatkin E.G., Vorobiev S.A. // Nucl. Phys.B, 1991, v.338, p.1

## О ДВИЖЕНИИ И ИЗЛУЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

В.И. Федулов<sup>1)</sup>, В.И. Суворов<sup>1)</sup>, В.И. Кравцов<sup>1)</sup>, Ш. А. Аманов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт энергетики и автоматики АН РУз. Ташкент, Узбекистан

<sup>2)</sup>Институт электроники АН РУз. Ташкент, Узбекистан

Формирование и транспортировка потока заряженных частиц и его отклонения в электрическом поле широко применяется при исследовании в области ядерной физики. В стационарных потенциальных полях задача о движении частиц, как правило, сводится к вычислению параметров поля (обычно, к расчету потенциала, удовлетворяющего уравнению Лапласа) и к решению, как правило в численном виде, самого уравнения движения частиц в поле [1]. Численные же методы решения задачи могут ответить только на поставленные частные вопросы о характере движения частицы и только в узкой заданной области потенциального поля [2]. Поэтому поиск физических систем, в которых распределение потенциала удовлетворяло бы уравнению Лапласа, а уравнения движения имели бы общее аналитическое решение, остается актуальным. Одной из таких физических систем является поле с распределенным потенциалом, формируемое системой электродов, в которой на один электрод подается распределенный, а на другой – постоянный потенциалы. В работе [3], посвящённой исследованию движения заряженной частицы в таком поле, получено аналитическое выражение для определения траектории движения и величины скорости заряженной частицы в таком поле в зависимости от величины начальной скорости, координаты точки влёта и характеристического параметра поля. Показано, что в этих полях электрон движется по криволинейным траекториям, а его скорость ограничивается только величиной ускоряющего поля. В данной работе определены условия возникновения излучения при взаимодействии заряженных частиц с кристаллами, электрическое поле которых рассматривалось как поле с распределенным потенциалом. Получены аналитические выражения, связывающие длину волны излучения со значением начальной скорости и координатой точки влета частицы. Определены также условия возникновения зоны с отрицательным сопротивлением. Показано, что возникает опасность различной трактовки результатов опыта, если наблюдателю не известны условия и закономерности движения частицы стационарном потенциальном поле с распределённым потенциалом.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Landau L., Lifshitz E. The theory of a field. – Moscow, Science, v. 2, pp. 78-79 (1988)
2. Leon O. Chua. // Proceedings of the IEEE, vol. 91, № 11, 2003, pp. 1830-1859.
3. Fedulov V.I. (2003) // ARW977788 'Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams ', edited by E. M. Oks and I. G. Brown, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, the Netherlands, pp. 213-225

# ИСТОЧНИК ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

С.В. Блажевич, Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин, Б.И. Шраменко  
Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
Харьков, Украина

В работе /1/ для электронов с энергией 1,2 ГэВ исследовано увеличение выхода  $\gamma$ -квантов из ориентированных монокристаллов вольфрама и кремния по сравнению с разориентированными. В настоящей работе рассматривается возможность создания эффективного источника высокоэнергетического гамма-излучения на основе кристаллического конвертора при возможно низких энергиях ускоренных электронов. Выводы о возможности создания источника гамма-излучения делаются на основе анализа экспериментальных данных излучения электронов с энергией в диапазоне 300-1200 МэВ в монокристаллах вольфрама и кремния. Показано, что уже при энергии электронов 300 МэВ спектрально-угловая плотность гамма-излучения в ядерно-активной области энергий увеличивается вдвое при использовании ориентированного осью  $\langle 111 \rangle$  кристалла вольфрама (см. рис.).

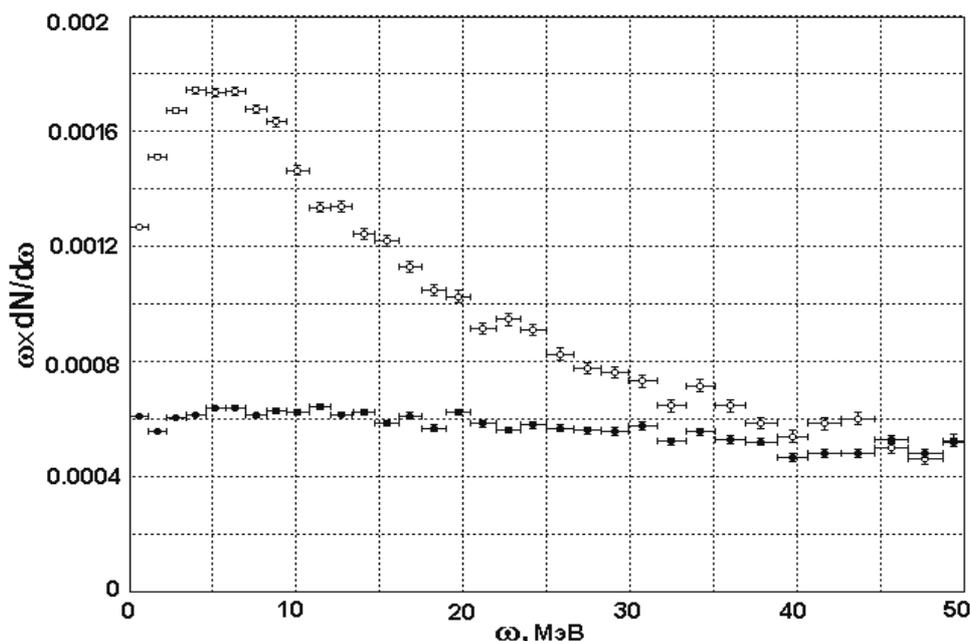


Рис. Спектр излучения электронов с энергией 300 МэВ в кристалле вольфрама 3.0 мм. Телесный угол излучения  $\Delta\Omega=0.142 \times 10^{-6}$  ср:  $\circ$ -W(3.0)  $\langle 111 \rangle$ ;  $\bullet$ -W(3.0) разориентированный.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Маслов Н.И., Овчинник В.Д., Шраменко Б.И. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, №4, с. 116-120.

# ОБ ИСТОЧНИКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОСНОВАННЫХ НА КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ И НА ПРОЦЕССЕ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ НА ПУЧКЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Н. Ф. Шульга<sup>1,2)</sup>, Д. Н. Тютюнник<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", г. Харьков, Украина

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

Предложен сравнительный анализ процесса когерентного излучения электронов с энергией порядка 1 ГэВ в кристалле и процесса обратного комптоновского рассеяния электромагнитной волны на пучке релятивистских электронов. Получены формулы, позволяющие рассматривать эти процессы излучения с единой точки зрения. Основное внимание уделено общим свойствам и отличительным особенностям процессов излучения в этих случаях.

Работа частично поддержана фондом РФФИ (проект 03-02-16263).

# О ШИРИНЕ ЛИНИЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ “НАЗАД” РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКИХ КРИСТАЛЛАХ

Н.Ф.Шульга<sup>1)</sup>, М.Табризи<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", г. Харьков, Украина

<sup>2)</sup> Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет, Харьков, Украина

Анализ экспериментальных данных по ширинам линий параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) “назад”, полученных на ускорителе МАМІ /1/ (г. Майнц, Германия), показал, что полученная ширина линий значительно больше, чем естественная ширина линий ПРИ “назад”. В работах /2,3/ была рассмотрена задача о влиянии многократного рассеяния (как когерентного, так и некогерентного) релятивистских электронов в кристалле на ширину линий ПРИ “назад” при условиях, близких к условиям эксперимента /1/. Сравнение результатов теории и эксперимента показало, что результаты теории для ширины линий оказались примерно в два раза меньшими, чем в эксперименте. Это различие связано с тем, что в условиях эксперимента /1/ необходимо учитывать еще эффект поглощения фотонов, который не был учтен в /2,3/. В настоящей работе анализируются возможности постановки экспериментов адекватных развитой в /2,3/ теории. Показано, что определяющий вклад в ширину линии будет вносить процесс многократного рассеяния частиц в кристалле при излучении электронов с энергией порядка нескольких десятков МэВ в кристаллах кремния толщиной несколько десятков микрон. При этом эффектом поглощения фотонов можно пренебречь. Такой эксперимент может быть поставлен на ускорителе ELBE в научном центре Розендорф (Дрезден, Германия).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Backe H. et al. Electron-Photon Interaction in Dense Media (Ed. by Wiedemann) Dordrecht, Kluwer, 2001, p.153.
2. Шульга Н.Ф., Табризи М., //Вісник Харківського університету. сер. Фіз. “Ядра, частинки, поля”, 2003, т.601, с. 51.
3. Shul'ga N.F., Tabrizi M., Phys. Lett., 2003, v. 30

# ЭФФЕКТ ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА-МИГДАЛА В АМОРФНОЙ СРЕДЕ И В КРИСТАЛЛЕ

С.П. Фомин

Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", г. Харьков, Украина

Представлен краткий обзор результатов теоретических исследований, проводимых в ННЦ ХФТИ по проблеме влияния многократного рассеяния на излучение релятивистских заряженных частиц в аморфных и кристаллических мишенях. Проводится анализ экспериментальных данных, полученных в последние годы на ускорителях СЛАК /1/ и ЦЕРН /2/ при исследовании эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала подавления тормозного излучения в аморфной среде. Особое внимание при этом уделено случаю тонкой мишени, когда наблюдалось заметное расхождение результатов теории и эксперимента /3/. Показано, что влияние многократного рассеяния на излучение релятивистских частиц особенно ярко проявляется в спектрально-угловых распределениях излучения как в аморфных /4/, так и кристаллических мишенях. Обсуждаются условия экспериментального обнаружения этих эффектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Klein S. //Rev. Mod. Phys., 1999, v. 71, p.1501.
2. Hansen H.D. et al. //Phys. Rev. Lett., 2003, v. 91, p.014801.
3. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. //ЖЭТФ, 1998, т. 113, с.58.
4. Фомин С.П., Шульга Н.Ф., Шульга С.Н. //Ядерная физика, 2003, т. 66, с. 421.

## ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ПОЛЕ ОРИЕНТИРОВАННОЙ ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛЫ

В.П.Лапко, В.С.Мирошник

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"  
г. Харьков, Украина

В квазиклассическом приближении рассмотрено излучение релятивистских электронов в поле двухатомной молекулы. Показано, что в зависимости от начальных условий, траектории электрона можно разделить на два класса. К первому принадлежат те траектории, на которых ускорения электрона в поле каждого из атомов молекулы, имеют одинаковые знаки. Ко второму классу относятся траектории, на которых ускорения электрона имеют противоположные знаки. Для заданной траектории вследствие интерференции излучения на каждом из атомов молекулы, спектрально-угловые распределения излучения имеют характерные колебания с изменением частоты. При этом для траекторий первого класса спектрально-угловые распределения излучения имеют максимум при нулевой частоте, а для второго класса – минимум. Вклад траекторий разных классов в спектр излучения зависит от ориентации молекулы относительно импульса электрона. Такое ориентирование, например, для молекул с ненулевым дипольным моментом, можно осуществить с помощью электрического поля. Это приведет к тому, что спектр излучения электрона на ориентированной молекуле будет отличаться от суммы спектров излучения на атомах, составляющих молекулу.

# ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ОНДУЛЯТОРЕ

В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев

Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", г. Харьков, Украина

В соответствии с методикой, применяемой ранее /1/, выполнены вычисления для излучения при движении релятивистских позитронов в кристаллическом ондуляторе. В расчетах учитывается заселенность уровней поперечной энергии позитрона и интерференция амплитуд, соответствующих переходам между различными уровнями поперечной энергии. Для позитронов с энергией 800 МэВ и 3 ГэВ проведены численные расчеты спектра фотонов. Кратко обсуждаются потенциальные возможности таких новых источников излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев //Труды XXXIV конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.- М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2004

# ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК КОГЕРЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ТОЛСТОМ КРИСТАЛЛЕ ОТ ОРИЕНТАЦИИ ЕГО ВХОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.В. Блажевич, А.В. Носков

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия.

В работе исследуется влияние ориентации входной поверхности кристалла на дифрагированное переходное излучение (ДПИ), при неизменной ориентации атомных плоскостей, относительно пучка релятивистских электронов. В рамках динамической теории дифракции [1] получены аналитические выражения для спектрально-угловой плотности ДПИ и параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Численные расчеты для кристаллов кремния и германия показали существенную зависимость характеристик ДПИ от ориентации входной поверхности кристалла., причем угловая плотность ДПИ возрастает при уменьшении угла падения электронов на входную поверхность кристалла и может достичь значения порядка ПРИ. Данный эффект объясняется соответствующим увеличением области аномальной дисперсии (полного внешнего отражения) для рентгеновских волн в кристалле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер З. Дифракция рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. – М.: Наука, 1984.

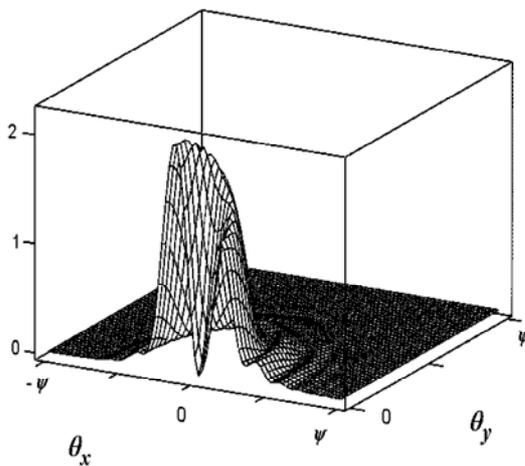
## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА НИТЯХ И КАПИЛЛЯРАХ

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

<sup>1)</sup>Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера, Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", г. Харьков, Украина

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

Рассматривается переходное излучение (ПИ) на нитевидных диэлектрических мишенях и капиллярах в диэлектрической среде. В предельном случае неоднородностей с радиусом  $R$ , большим или порядка характерного поперечного размера кулоновского поля релятивистской частицы  $\gamma/\omega$  (где  $\gamma$  - лоренц-фактор частицы,  $\omega$  - частота излучения) оказывается возможным нахождение характеристик ПИ приближенными аналитическими методами (рис. 1). Установлено, в частности, что в борновском приближении теории излучение на дополнительных объемах (на диэлектрическом теле некоторой формы и на полосе такой же формы в безграничном диэлектрике) оказывается одинаковым.



Точнее, поля излучения в этих двух случаях равны по величине и отличаются знаками. Результат аналогичен теореме Бабине в теории дифракции.

Рис. 1. Угловое распределение интенсивности ПИ (в относительных единицах) релятивистской частицы, падающей под малым углом  $\psi$  на однородную цилиндрическую нить или на цилиндрический капилляр в однородной среде для случая  $\gamma = 200$ ,  $\psi = 4\gamma^{-1}$ ,  $R\omega/\gamma = 10$  в жесткой области спектра ПИ,  $\omega \gg \gamma\omega_p$ .

Работа частично поддержана РФФИ (проект 03-02-16263) и университетским грантом БелГУ (проект ВКГ 027-04).



### **Часть III**

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



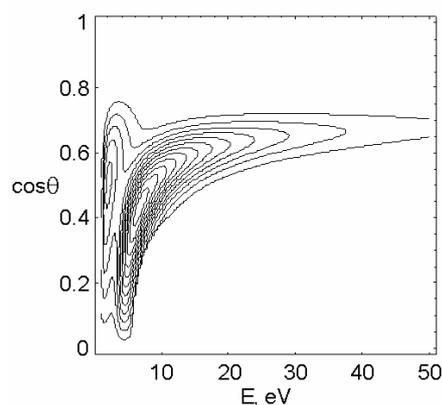
# АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ: РАСЩЕПЛЕНИЕ МАКСИМУМА ЭНЕРГОСПЕКТРА В СЛУЧАЕ УЗКОГО ПУЧКА ЭМИТИРУЕМЫХ АТОМОВ

А.С. Судоргин, В.Н. Самойлов  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

В работе продолжено исследование функции распределения распыленных атомов по полярному углу и энергии. Расчеты были проведены в рамках аналитической модели [1-3]. Рассматривалась эмиссия узкого пучка атомов, распределенных по Гауссу по  $\cos\vartheta_0$ , из узла на поверхности грани (001) Ni в азимутальных направлениях  $\langle 110 \rangle$ :

$$F_0(\cos\vartheta_0, E_0) = \frac{1}{E_0} \exp\left[-(\cos\vartheta_0 - \cos\vartheta)/(2\delta^2)\right]$$

Функция распределения по конечным  $\cos\vartheta$  и энергии  $E$  представляет собой сумму вклада в распыление атомов, испытавших столкновение с окружающими атомами поверхности и рассеявшихся в сторону нормали к поверхности в процессе вылета, и вклада в распыление атомов, не испытавших рассеяния на ближайших атомах поверхности. Распределение распыленных атомов для узкого



пучка эмитируемых атомов с параметрами  $\theta = \pi/4$  и  $\delta\vartheta_0 = 3^\circ$  ( $\delta = \sin\theta \delta\vartheta_0$ ) представлено на рисунке. Обнаружено формирование нулевого максимума дифференциального энергоспектра распыленных атомов при низких энергиях, образованного сильно блокированными атомами (левый максимум на рисунке). При более широком пучке эмитируемых атомов с  $\delta\vartheta_0 = 10^\circ$  нулевого максимума практически не наблюдается из-за сильного перекрытия с первым максимумом (правый максимум на рисунке). При увеличении угла вылета узкого пучка с  $\delta\vartheta_0 = 3^\circ$  до  $\theta = \pi/3$

сильно блокированные атомы обеспечивают формирование максимума вблизи нормали к поверхности и немонотонный сдвиг максимума полярного распределения с ростом энергии распыленных атомов. Обсуждаются экспериментальные данные по расщеплению первого максимума энергоспектра на два, возможно объясняемые в рамках данного механизма.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Korsakova O.S., Samoilov V.N. et al. // Proc. 7th European Conf. on Applications of Surface and Interface Analysis. Goteborg, Sweden, 16-20 June 1997, p. 860-863.
2. Самойлов В.Н. и др. // Тезисы докл. XXXI Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 28-30 мая 2001 г. с. 84.
3. Самойлов В.Н. и др. // Тезисы докл. XXXII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 27-29 мая 2002 г. с. 107.

# РАСПЫЛЕНИЕ АМОРФНОГО ГЕРМАНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ

А.С. Патракеев<sup>1)</sup>, В.С. Черныш<sup>2)</sup>, В.И. Шульга<sup>1)</sup>, И.И. Разгуляев<sup>3)</sup>

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

<sup>2)</sup>Физический факультет МГУ, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие НПП "Пульсар"

Распыление является составляющей разнообразных ионно-лучевых технологий и имеет многочисленные приложения в различных областях науки и техники. Так, облучение поверхности ионами с энергиями от 1 до 10 кэВ широко используется для напыления тонких плёнок, анализа поверхности и т.д. При этом информация об угловых распределениях (УР) распылённых атомов часто имеет определяющее значение.

Исследование УР важно и для развития теории распыления. Для преодоления проблем теории Зигмунда, возникающих при описании УР, было предложено учесть поверхностное рассеяние при выходе распыленной частицы из поверхности [1] и/или анизотропию каскада атомных столкновений [2]. Однако из-за отсутствия надежных экспериментальных данных до сих пор не удавалось оценить роль этих механизмов в формировании УР.

Поэтому в настоящей работе экспериментально и с помощью компьютерного моделирования изучались УР при распылении германия. Эксперименты проводились на сверхвысоковакуумной ионно-лучевой установке. Образцы облучались сепарированным по массе пучком ионов  $Ag^+$  с энергией 3, 6, 8 и 10 кэВ. Анализ напылённого на коллектор материала проводился на ускорителе ЭГ-8 НИИЯФ МГУ с помощью резерфордского обратного рассеяния ионов  $He^+$  с энергией 1,5 МэВ. Для компьютерных расчётов использована программа OKSANA. Были выполнены расчеты УР при бомбардировке Ge ионами Ne, Ar и Kr с энергиями 1-10 кэВ.

Измерения показали, что угловые распределения в исследуемом диапазоне энергий являются надкосинусными и хорошо аппроксимируются выражением:  $Y(\theta) \sim \cos^n \theta$ , где  $Y$  - выход распыленных частиц,  $\theta$  - угол их вылета. Получено хорошее согласие зависимости показателя  $n$  от энергии бомбардирующих ионов с результатами моделирования. Полученные результаты сравниваются с теорией и результатами предыдущих исследований, в частности, с данными по угловым распределениям для кремния [3]. Такое сравнение позволило выявить вклад упоминавшихся выше механизмов в формирование распыленного потока. Показано, что в случае Ge существенную роль играет распыление обратно рассеянными ионами (эффект массы).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sigmund P. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1987, v. B27, p. 1
2. Roosedaal H.E., Littmark U., Sanders I.B. //Phys. Rev., 1982, v.26. P.5261.
3. Chernysh V.S., Kulikauskas V.S., Patrakeev A.S., Abdul-Cader K.M., Shulga V.I. //Rad. Eff. and Defects in Solids. v.159, p.149.

# НАБЛЮДЕНИЕ "ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ" В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ МЕДЛЕННЫХ (300-800 ЭВ) ИОНОВ $\text{He}^+$ , ОБРАТНО РАС- СЕЯННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ Нf-СОДЕРЖАЩИХ МИШЕНЕЙ

Ю.Ю. Лебединский<sup>1)</sup>, А.В. Зенкевич<sup>1)</sup>, Н.С. Баранцев<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В.Н. Неволин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Московский инженерно-физический институт (государственный универси- тет), Москва, Россия

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

В ходе экспериментального исследования *in situ* поверхности различных тон- копленочных материалов на основе Нf методом спектроскопии рассеяния мед- ленных ионов  $\text{He}^+$  обнаружена "тонкая структура" спектра гафния, которая проявляет себя при энергии падающих ионов  $\text{He}^+$  в диапазоне  $E_0=300\div 800$  эВ. Спектр Нf состоит из нескольких линий, интервал между которыми ( $\Delta E \sim 10$  эВ) не зависит от энергии налетающих ионов  $\text{He}^+$ , но зависит от химического со- става поверхности (металлический Нf,  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{HfSi}_x$ ). Предполагается, что обна- руженный эффект в указанном диапазоне энергий является следствием квази- резонансного электронного обмена между основным уровнем падающего или удаляющегося иона  $\text{He}^+$  и внутренним энергетическим уровнем атома Нf на по- верхности, который в результате приводит к резонансным неупругим потерям энергии ионом  $\text{He}^+$  (см. рис).

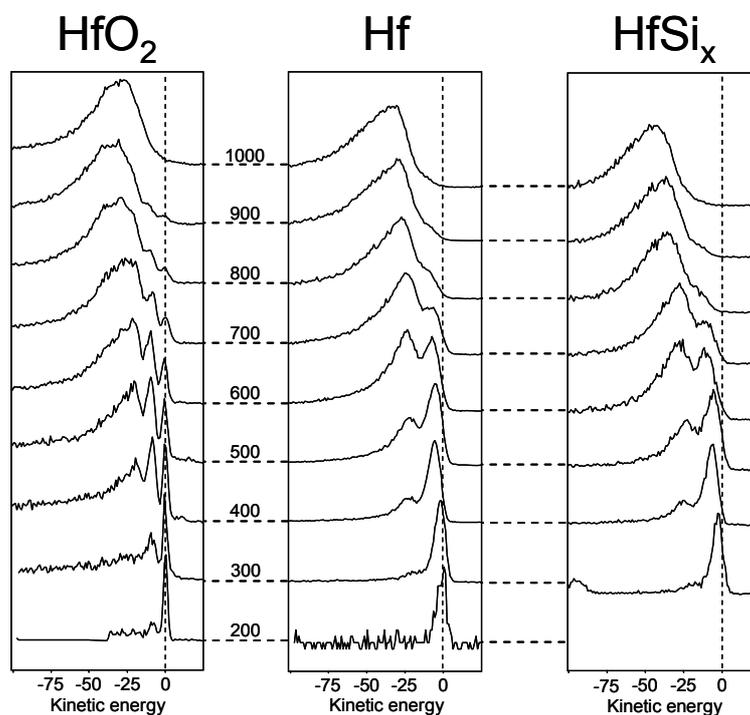


Рис. "Приведенные" спектры медленных ионов  $\text{He}^+$  с начальной энергией  $E_0$  в диапазоне  $200\div 1000$  эВ, рассеянных ( $\theta=125^\circ$ ) на поверхности различных мишеней, содержащих атомы Нf (за 0 принято положение пика упругого рассеяния).

## *IN SITU* ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ДЕГРАДАЦИИ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ HfO<sub>2</sub> НА Si

Ю.Ю. Лебединский<sup>1)</sup>, А.В. Зенкевич<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В.Н. Неволин<sup>1)</sup>

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

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

HfO<sub>2</sub> рассматривается в качестве наиболее вероятного кандидата на роль подзатворного диэлектрика для замены SiO<sub>2</sub> в следующих поколениях КМОП-технологий.

Эволюция сверхтонких слоев HfO<sub>2</sub> на Si во время вакуумного отжига была исследована *in situ* с использованием методов рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и спектроскопии рассеяния медленных ионов (СРМИ), а также, *ex situ*, методами обратного резерфордовского рассеяния и каналирования (ОРР), сканирующей электронной (СЭМ) и туннельной микроскопии (ПЭМ). Показано, что критическая T, при которой начинается деградация, зависит от толщины пленки оксида гафния. В результате отжига структуры HfO<sub>2</sub> (4нм)/SiO<sub>2</sub>(1нм)/Si при T≈900°C, 5 мин. на поверхности образца появляется Si (СРМИ) в неокисленном состоянии (РФЭС). Более продолжительный отжиг при той же T приводит к образованию силицида гафния, и при T= 950°C весь слой HfO<sub>2</sub> конвертируется в силицид HfSi<sub>2</sub>, который собран в зерна микронного размера на поверхности Si (СТМ), частично ориентированные в направлении <100> (ОРР/каналирование).

Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет построить модель, согласно которой деградация сверхтонких оксидных слоев HfO<sub>2</sub> начинается с образования нанопор, образующихся путем конденсации кислородных вакансий и частичного испарения нестехиометрического оксида HfO<sub>x</sub>. Формирование силицида гафния, как конечного продукта реакции, изначально происходит по периметру нанопор на границе раздела с кремнием.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМООБРАБОТКИ СТЕКЛОУГЛЕРОДА НА ИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ

А.М. Борисов<sup>1)</sup>, Ю.С. Виргильев<sup>2)</sup>, А.П. Дьячковский<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 ядерной физики МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие  
"НИИГрафит", Москва, Россия

Приводятся результаты гравиметрического и элементного анализа стеклоуглеродов СУ-850, СУ-1300 СУ-2000 и СУ-2500, отличающихся конечной температурой термообработки – 850, 1300, 2000 и 2500°С, соответственно, при высокодозном ( $10^{18} - 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>) облучении ионами азота N<sub>2</sub><sup>+</sup> энергии 30 кэВ. Гравиметрический анализ показал, что наибольшая потеря массы при вакуумном отжиге наблюдается для стеклоуглеродов с низкой температурой получения ( $\leq 1300$ ). Найдено, что ионное облучение приводит к такому же объемному обезгаживанию материала, как и вакуумный отжиг. Методом спектрометрии резерфордского обратного рассеяния определены концентрации кислорода, азота и углерода до и после высокодозного облучения ионами N<sub>2</sub><sup>+</sup> энергии 30 кэВ. Найдено, что в исходных образцах с ростом температуры термообработки концентрация примесей N и O уменьшается и в СУ-2500 заметной остается только примесь азота. В ионно-имплантированном слое стеклоуглерода происходят значительные изменения концентраций азота и кислорода. Динамически равновесные значения концентраций этих элементов являются различными при температурах облучения ниже и выше ионно-индуцированного структурного перехода, обусловленного радиационным разупорядочением /1-3/, а также зависят от температуры термообработки материала. При  $T < T_a$  (температуры ионно-индуцированного структурного перехода) концентрация азота возрастает от 11 ат.% в СУ-850 до 23 ат.% в СУ-2500. При  $T > T_a$  концентрация азота слабо зависит от температуры термообработки и составляет около 10 ат.%. Полученные данные сопоставляются с соответствующими данными для поликристаллических графитов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А.М., Машкова Е.С., Экштайн В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2002, Вып. 1-2, С.122.
2. Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Затекин В.В., Куликаускас В.С., Машкова Е.С., Немов А.С. // Поверхность. 2004, №4, С.6.
3. Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Машкова Е.С., Немов А.С., Сорокин А.С. // Физика и химия обработки материалов. 2005, №1, С.27.

# ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ВОДОРОДА В МАТЕРИАЛАХ

А.М. Борисов, В.Г. Востриков, В.С. Куликаускас, Е.А. Романовский, М.В. Серков

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Для анализа водорода в материалах наиболее часто применяют метод спектрометрии атомов отдачи [1,2]. Вместе с тем наличие водорода может заметно изменять спектры упругого обратного рассеяния, что также может быть использовано для профилирования водорода в материалах [2]. Водород в матрице непосредственно в амплитуду энергетического спектра вклада не дает, поскольку частицы, рассеянные на ядрах водорода, не регистрируются. Влияние водорода на амплитуду спектра осуществляется через изменение тормозной способности матрицы.

Экспериментально установлено, что 50%-ная концентрация водорода в толстой углеводородной мишени состава приводит к более, чем 20%-му уменьшению амплитуды спектра протонов энергии 7.7 МэВ, рассеянных на углеороде. Формы спектров для углеродной и углеводородной мишеней оказались практически подобными. Анализ ситуации показывает, что как уменьшение амплитуды спектров, так и их подобие можно объяснить в рамках модели однократного рассеяния, если учесть что энергетические зависимости сечений торможения для различных элементов также являются подобными. Сопоставление расчетов с экспериментом показали, что модель однократного рассеяния можно использовать для количественного анализа профилей водорода.

Применяя метод ЯОР протонов, мы получили данные о концентрации водорода в стеклоуглероде в зависимости от температуры его термообработки. Остаточная концентрация водорода является одним из основных показателей стеклоуглерода, определяющим его физико-механические свойства. Посредством моделирования спектров ЯОР с помощью программы NBS и сравнения их с экспериментально полученными установлено, что с ростом температуры термообработки концентрация водорода в стеклоуглероде уменьшается от десятков ат. % для СУ-850 до единиц ат.% для СУ-1300. При температурах обработки, превышающих 2000°C (СУ2000), примесь водорода в спектрах ЯОР практически не проявляется. Глубина анализа составила около 100 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фелдман Л. Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. – М.: Мир, 1989. с. 344
2. Чернов И.П., Шадрин В.Н. Анализ содержания водорода и гелия методом ядер отдачи. М.: Энергоатомиздат, 1988, с. 128

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭМИССИИ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ОТ МОНОКРИСТАЛЛОВ Mo И W ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИХ ПУЧКОМ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ.

А.А. Алиев, А.А. Абдувайитов, З.Т. Шалимов  
Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан.

Исследована ориентационная зависимость эмиссии оже-электронов от граней (100) и (110) ряда монокристаллов тугоплавких металлов (Mo и W). Спектры оже-электронов указанных кристаллов изучались в зависимости от энергии и угла падения пучка ионов и электронов, а также от азимутального угла поворота исследуемых кристаллов. Оже-спектры снимались с помощью электростатического анализатора с высокой разрешающей способностью ( $\Delta E/E=0,2\%$ )

В результате исследования обнаружено явление анизотропии эмиссии оже-электронов из кристаллов в зависимости от ориентации последнего по отношению к направлению пучка электронов и ионов.

На основе анализа зависимости эмиссии оже-электронов от полярного угла падения пучка электронов и ионов, а также от азимутального угла поворота кристалла и от стереографической проекции исследуемого кристалла на плоскости падения пучка было установлено следующее:

- явление анизотропии связано с упорядоченным расположением атомов кристалла и его примеси в элементарной ячейке кристалла.
- примесные атомы (O,S) в ОЦК решетке тугоплавких металлов с наибольшей вероятностью локализуется в октаэдрических позициях с координатами  $1/2, 1/2, 0$ .
- в ряде случаев примесные атомы могут локализоваться в тетраэдрических и триэдрических позициях в элементарной ячейке монокристалла.

По сдвигам оже-пиков изучались химические состояния примесных атомов, находящихся в элементарной ячейке кристалла. Предложен новый метод определения величины сдвигов оже-пика атома, вступающего в химическое соединение с другим атомом, основанный на использовании изменения эффективного заряда атома в ионном типе связи. При этом считалось, что энергия электрона, находящегося например, на L-уровне атома пропорциональна квадрату эффективного заряда, создаваемого ядром и другими электронами атома:  $E_L = -\left(Z_{эфф}^2 / 2n_L^2\right)$ , где  $n_L$ -главное квантовое число L -того электрона, Z — эффективный заряд атома, в поле которого движется L – электрон.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

В.П. Афанасьев, М.В. Лукашевский, С.Д. Федорович  
(Технический университет), Москва, Россия

Энергетические спектры электронов, отраженных в заданный элемент телесного угла, несут обширную информацию о послойном и компонентном составе поверхности исследуемой мишени /1,2/. Одним из преимуществ метода является возможность выполнения исследований динамики послойных изменений исследуемых материалов "in situ". Послойный анализ приходится выполнять в условиях, которые диктует технологический процесс, и подчас вакуумные условия (допустимые технологией процесса) приводят к появлению поверхностных загрязнений. Измерение энергетических спектров электронов, как "просветивших" исследуемые мишени, так и отраженных от них /1/, позволяет значительно расширить возможности традиционных методик электронной микроскопии.

Экспериментальное исследование энергетических спектров отраженных электронов началось в двадцатые годы прошлого века. Подробные измерения угловых и энергетических спектров отраженных электронов были выполнены в работах /3-6/. Одной из основных целей экспериментов /3-6/ было исследование фактора обратного рассеяния, информация о котором необходима для количественных расчетов на основе локального рентгеноспектрального анализа, а потому выполнялись в масляном вакууме, приемлемом для электронной микроскопии. Из экспериментальных результатов следовал вывод о том, что форма спектров отраженных электронов не зависит от энергии зондирующего пучка в интервале 10–100 кэВ.

В работе теоретически и экспериментально исследуются процессы формирования энергетических спектров электронов, отраженных от слоисто-неоднородных мишеней, при энергиях зондирующего пучка в интервале 4–32 кэВ. В указанном энергетическом интервале длина транспортного пробега электронов меняется почти на два порядка, а полный пробег – на порядок, что позволяет отследить качественные превращения спектра электронов. Показана сильная зависимость формы спектров электронов, отраженных от чистых материалов, в безмасляном вакууме  $p \approx 10^{-6}$  Па от энергии. Форма спектров электронов, отраженных от тех же материалов, но покрытых пленкой углеводов, практически не менялась.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Rau E., Hoffmeister H., Sennov R., Kohl H. // Phys. D, Appl. Phys, 2002, v.35, p. 1433-1437.
2. Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Паволоцкий А.Б., Федорович С.Д. // ЖТФ, 2002, т.72, с. 100-108.
3. Darlington E.H. Coeslet V.E. J. //Phys. D, Appl. Phys., 1972, v.5, p. 1969-1981.
4. Kulenkampff, H., Rüttiger, K. // Z. Phys. B, 1958, V.152, p. 249
5. Kanter H. // Ann. Phys., 1957, B20, p144
6. Bishop, H.E. // Proc. 4th. Int. Conf. on X-ray Optics and X-ray Microanalysis, — Paris: Hermann, 1965, p. 153-158.

# ОБРАЗОВАНИЕ КАСКАДОВ СМЕЩЕНИЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МАТЕРИАЛОВ ПУЧКОМ ИОНОВ $\text{He}^+$ и $\text{Ar}^+$ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Н.В.Волков

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

В ряде случаев методика имитационных экспериментов предполагает применение пучков ионов с широким энергетическим распределением (ионная имплантация, воздействие термоядерной плазмы и т.п.). Одним из узловых моментов подобных экспериментов является адекватность формирования каскадов атомных столкновений, которые создают дефекты, определяют на первом этапе массоперенос в облучаемом слое, а в дальнейшем и структурно-фазовое состояние приповерхностного слоя исследуемого материала.

В настоящей работе представлены результаты расчета вида каскадной функции для случая облучения материалов (Be, Cu, Fe, Mo, W, монокристаллов алмаза, кремния и молибдена) пучком ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ar}^+$  с широким гауссоподобным энергетическим спектром в интервале энергий 1-30 кэВ при величинах средней энергии ионов 5-25 кэВ.

Исследование процесса формирования радиационных дефектов проводилось с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Изучение закономерностей массопереноса под облучением выполнено с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии, обратного резерфордского рассеяния и метода ядер отдачи.

Вид каскадной функции, учитывающей энергетический спектр ионов, подбирался из результатов сравнения расчетных данных величин коэффициентов распыления и параметров атомного перемешивания с экспериментально измеренными величинами – коэффициентом распыления  $S_p$ , глубиной внедрения ионов  $R_p$  и глубиной проникновения ПВА из пленки в тело подложки – матрицы  $X_m$ .

Показано, также, что ТРН - стандарт [1] удовлетворительно описывает экспериментальные данные при облучении материалов ионами  $\text{Ar}^+$  с энергией выше 20 кэВ. Однако в области энергий 1 – 20 кэВ расчетное количество смещенных атомов оказывается завышенным по сравнению с данными, полученными из экспериментов. Эти расхождения, видимо, связаны с особенностями распределения по глубине радиационных дефектов, их взаимодействием с последующими каскадами атомных смещений, а также с радиационно-стимулированными процессами при облучении материалов пучком ионов с широким энергетическим спектром.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Torrens I.M., Robinson M.T., Norgett N.J. //Nuclear Engineering and Design, 1975, v. 33, p. 50.

# ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ И ИОНАМИ КРИПТОНА ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ InP

Л.А.Власукова<sup>1)</sup>, А.Ю.Дидык<sup>2)</sup>, Ф.Ф.Комаров<sup>1)</sup>, А.Халил<sup>3)</sup>

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

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

<sup>3)</sup>Национальный университет, Канберра, Австралия

Процесс образования треков в монокристаллическом InP при облучении тяжелыми ионами высоких энергий был изучен в работах /1-2/. Целью настоящей работы является изучение влияния точечных дефектов радиационного происхождения на особенности взаимодействия тяжелых заряженных частиц с полупроводниковыми монокристаллами. Образцы монокристаллического InP n-типа, легированные Fe были облучены для создания точечных дефектов электронами с энергией 23 МэВ до флюенса  $2,5 \cdot 10^{17}$  электрон/см<sup>2</sup>. Затем исходные и облученные электронами образцы были облучены ионами криптона с энергией 253 МэВ до флюенса  $1,3 \cdot 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>, заведомо превышающего флюенс, с которого начинается перекрытие треков от близко прошедших ионов. Для изучения особенностей на границе раздела между облученными ионами и необлученными участками поверхности образцов половины их поверхностей были перекрыты фольгами с толщинами, превышающей пробег ионов криптона. Поверхности исходных облученных электронами, облученных ионами и облученных электронами и ионами образцов были исследованы методами сканирующей электронной (СЭМ) и атомно-силовой (АСМ) микроскопией. Методом АСМ установлено, что топография поверхности претерпевает сглаживание, так как перепад высот на участках образцов, облученных только ионами и облученных ионами и электронами, уменьшается в сравнении с исходными образцами, на поверхности которых присутствуют царапины из-за механической полировки. Это обусловлено усилением процессов распыления под действием облучения тяжелыми ионами, особенно при предварительном облучении электронами. Это заметно при АСМ исследованиях распыление при относительно небольшом флюенсе ионов криптона можно объяснить, исходя из представлений о неупругом распылении, обусловленном ионизационными потерями энергии тяжелых ионов в присутствии дефектов, созданных в InP облучением электронами. На участке поверхности InP, облученном электронами и ионами, заметен эффект распухания в сравнении с участком, облученным только электронами. Также как и в случае GaAs отчетливо видна граница раздела между этими частями. На распухшей части поверхности от границы раздела с необлученной частью наблюдаются трещины и разломы на поверхности. Обсуждаются возможные модели и делаются попытки объяснения обнаруженных явлений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gaiduk P.I., Komarov F.F., Wesch W. // Nucl. Instr. and Meth., 2000, В. 164–165. p. 377.
2. Власукова Л.А., Дидык А.Ю., Комаров Ф.Ф.//Вестник БГУ, 2002, № 3, с. 24.

# ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЪЕМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В GaAs, ОБЛУЧЕННОМ ИОНАМИ Kr ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ И ЭЛЕКТРОНАМИ

Л.А.Власукова<sup>1)</sup>, А.Ю.Дидык<sup>2)</sup>, Ф.Ф.Комаров<sup>1)</sup>, А.Халил<sup>3)</sup>

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

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

<sup>3)</sup>Национальный университет, Канберра, Австралия

Исходные образцы монокристаллического GaAs и образцы, предварительно облученные электронами с энергией 23 МэВ до флюенса  $2.5 \cdot 10^{17}$  электрон/см<sup>2</sup> были затем облучены ионами <sup>86</sup>Kr с энергией 253 МэВ до флюенса  $1,3 \cdot 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>. Облучение образцов GaAs электронами было выполнено для создания в образцах с исходно хорошей структурой точечных радиационных дефектов, практически равномерно распределенных по объему. Для сравнения половины площади исходных и облученных только электронами образцов при облучении ионами <sup>86</sup>Kr были перекрыты никелевой фольгой с толщиной, превышающей пробег ионов. Затем все образцы с исходной поверхностью, с поверхностью, облученной только ионами (однократно облученные образцы) и с поверхностью облученной и электронами и ионами (двукратно облученные образцы) были изучены с использованием сканирующей электронной (СЭМ) и атомно-силовой микроскопиями (АСМ). Структура поверхности образцов, облученных только ионами и исходная структура изменились не очень значительно. На однократно облученной ионами <sup>86</sup>Kr поверхности заметны эффекты, обусловленные распылением, а именно выравнивание рельефа, созданного при механической полировке. При этом границы раздела необлученной и облученной ионами частей поверхности образца незаметно. Значения коэффициентов распыления, рассчитанные с использованием программы TRIM-1998 /1/ по модели упругого распыления, составляют:  $S_{Ga} = 0,014$  атом/ион и  $S_{As} = 0,017$  атом/ион и не описывает адекватно более значительное распыление, которое можно объяснить только неупругим распылением. Двукратно облученная поверхность GaAs в сравнении с необлученной имеет вид сильно распухшей с отчетливо выделенной границей раздела с необлученной частью. На распухшей части поверхности от границы раздела с необлученной частью наблюдаются трещины и разломы, как на поверхности, так и в области пика Брегга. Эффект распухания облученной ионами части поверхности, был обнаружен ранее в монокристаллических образцах  $Y_3Fe_5O_{12}$ ,  $Gd_3Ga_5O_{12}$ , LiF и  $CaF_2$  /2/. Модель распухания и образования трещин в GaAs, облученном электронами и ионами рассмотрена.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Biersack J.P., Hassmark H.G.//Nucl. Instr. and Meth. 1980. B174, p. 274.
2. Trautmann C., Voccanfuso M., Benyagoub A., Klaumunzer S., Schwartz K., Toulemonde M.// Nucl. Instr. and Meth., 2002, B 191, p. 148.

# ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕКОВ В GaAs ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ $^{136}\text{Xe}$ С ЭНЕРГИЕЙ 580 МэВ ПО ИЗМЕНЕНИЮ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ

Т.С.Балашов<sup>1,2)</sup>, А.Ю.Дидык<sup>3)</sup>, Ю.Н.Чеблуков<sup>2)</sup>, А.Халил<sup>4)</sup>, А.Хофман<sup>3,5)</sup>

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

<sup>2)</sup>ГНЦ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>4)</sup>Национальный университет, Канберра, Австралия

<sup>5)</sup>Институт атомной энергии, Свек, Польша

Образцы монокристаллического GaAs n-типа без легирования с удельным сопротивлением  $(2,6-3,5) \cdot 10^7$  ом·см были облучены ионами  $^{136}\text{Xe}$  с энергией 580 МэВ до флюенса  $3 \cdot 10^{11}$  ион/см<sup>2</sup>. Флюенс был выбран таким, чтобы практически не наблюдалось перекрытие образуемых структур в месте входа ионов. Структура поверхности облученных образцов была изучена на атомно-силовом микроскопе "Nanoscope IIIa". В результате исследований были обнаружены участки, на которых в месте входа ионов были созданы структуры в виде отдельных холмиков с диаметрами примерно 10 нм при высоте до 1 нм, в центре которых имелись углубления типа кратеров с диаметром менее 3 нм. Средняя плотность таких образований оказалась равной  $\sim 2 \cdot 10^{11}$  штук/см<sup>2</sup>. Эта величина вполне согласуется с флюенсом ионов  $^{136}\text{Xe}$ . Следует отметить, что в изученных областях поверхности облученного GaAs имелись также участки, на которых описанные структуры отсутствовали. В работах /1-2/ представлены результаты по измерению параметров структур в месте прохождения ионов  $^{209}\text{Bi}$  с энергией 705 МэВ и  $\text{C}_{60}^+$  с энергией 20 МэВ через поверхность GaAs. Обнаруженные в работе /1/ структуры также представляли собой холмики со средними размерами  $\sim 15$  нм. Анализ поперечных сечений мест входа отдельных ионов показал, что это холмики с высотой около 0.5 нм с углублениями в центре с диаметром  $\sim 4$  нм. Плотность описываемых дефектов также практически совпадала с ионным флюенсом. В работе /2/ был измерен диаметр аморфного трека фуллеренов с энергией 20 МэВ в GaAs, который оказался равным 6 нм. Удельные ионизационные потери энергии на входе в кристалл GaAs для ионов  $^{209}\text{Bi}$ , фуллеренов  $\text{C}_{60}^+$  и ионов  $^{136}\text{Xe}$  составляют 38.4 кэВ/нм, 35 кэВ/нм и 22,9 кэВ/нм, соответственно, что может объяснить различия в размерах структур.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Власукова Л.А., Комаров Ф.Ф., Стукалов О.М., Дидык А.Ю.// Известия РАН. Серия физическая, 2004, т. 68, № 3, с. 317-319.
2. Colder A., Canut B., Levalois M., Marie P., Portier X., Ramos S.M.M. //J. Appl. Phys., 2002, v. 91, p. 5853.

# СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СВЕРХТОНКИХ СЛОЯХ КОБАЛЬТА, ФОРМИРУЮЩИХСЯ НА ПОВЕРХНОСТИ MgO(001)

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

Формирование сверхтонких эпитаксиальных пленок ферромагнитных металлов на поверхности оксида магния является актуальной научно-технической задачей, важной для создания новых устройств магнитной записи информации. До сих пор основное внимание исследователей привлекали пленки железа. Что же касается системы Co/MgO (001), то нам известны лишь две статьи [1,2], содержащие информацию о кристаллическом строении нанометровых слоев кобальта, выращенных на поверхности MgO методом магнетронного распыления. В них показано, что магнитные и оптические свойства сверхрешеток, состоящих из чередующихся слоев металла и диэлектрика, сильно зависят от толщины слоя Co и его структуры. Целью настоящей работы было изучение механизма роста и кристаллического строения сверхтонких пленок кобальта, формирующихся на атомно-чистой поверхности оксида магния в условиях сверхвысокого вакуума. Для решения этой задачи был использован комплекс современных методов анализа поверхности твердого тела, включавший в себя электронную оже-спектроскопию, дифракцию медленных электронов и визуализацию кристаллической структуры поверхности с помощью эффекта фокусировки отраженных электронов. Исследование проведено при комнатной температуре в диапазоне толщин покрытий до 40 Å. В качестве подложек использовались монокристаллы MgO(001), скалывавшиеся непосредственно перед загрузкой в вакуумную камеру с давлением остаточных газов менее  $2 \times 10^{-10}$  Торр. Такая процедура обеспечивала воспроизводимое получение атомно-чистой поверхности с достаточно совершенной кристаллической структурой. Нанесение кобальта на поверхность MgO(001) проводилось при комнатной температуре со скоростью 1.6 Å/min, которая контролировалась с помощью кварцевых микровесов.

Обнаружено, что система Co/MgO (001) характеризуется островковым механизмом роста, и на ранних стадиях напыления металла (до ~10 Å) образуются островки кобальта с ГЦК структурой. Дальнейшее увеличение толщины пленки приводит к структурному фазовому переходу, и формированию кристаллитов кобальта с ГПУ структурой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-17651).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sato H. et al. // J. Magnet. and Mag. Mat., 1998, v. 177-181, p. 1197.
2. Cai J.-W. et al. // Phys. Rev. B, 2001, v. 63, p. 104418.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАССИВОВ GaAs НАНОВИСКЕРОВ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО ОСАЖДЕНИЯ

И.П. Сошников<sup>1,2)</sup>, В.Г. Дубровский<sup>1,2)</sup>, Н.В. Сибирев<sup>3)</sup>, В.Т. Барченко<sup>4)</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,2,3)</sup>

- <sup>1)</sup> Научно-образовательный комплекс "Санкт-Петербургский Физико-технический научно-образовательный центр РАН", С.-Петербург, Россия  
<sup>2)</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия  
<sup>3)</sup> Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия  
<sup>4)</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", С.-Петербург, Россия

Плотные массивы нановискеров (или нитевидных нанокристаллов) представляют особый интерес для различных приложений: для полевых эмиттеров или для микрохроматографии, например.

В работе представлены результаты исследований формирования массивов GaAs нановискеров при магнетронном осаждении на поверхность, активированную сверхтонким слоем Au.

Для формирования массивов ННК в работе развит технологический подход, аналогичный изложенному в [1], который включает три основных этапа: осаждение сверхтонкой пленки Au (~1 нм), формирование массива дисперсных частиц Au-GaAs и рост ННК. В результате проведенных экспериментов продемонстрирована возможность получения массивов ННК с характерными размерами от 10 до 200 нм в поперечнике и до 10000 нм в длину.

Специальные исследования показывают, что ННК не содержат продольных дислокаций, но могут содержать поперечные дефекты и особенности: двойники и преобразование фаз вюрцит-сфалерит.

Получены данные о закономерностях роста ННК от физических параметров (поперечного размера ННК, скорости осаждения, кристаллографического типа поверхности и температуры подложки). Показано, что характер роста ННК не соответствует модели пар-жидкость-кристалл (ПЖК) [2], но хорошо объясняется в рамках диффузионного механизма [3].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сошников И.П., Тонких А.А., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Устинов В.М. // Письма в ЖТФ, 2004, **30**, 18, с. 28
2. Гиваргизов Е.И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара. - М.:Наука, 1977, с. 304
3. Dubrovskii V.G., Cirilin G.E., Soshnikov I.P., Sibirev N.V., Tonkikh A.A., Yu.B. Samsonenko and V.M.Ustinov. // Phys. Rev. B, 2005 (in print)

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ ЖЕЛЕЗА С ЧИСТОЙ И ОКИСЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ Si(100)2×1

М.В. Гомоюнова, И. И. Пронин, Д.Е. Малыгин

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

Исследование взаимодействия атомов железа с кремнием, в особенности с поверхностью Si(100)2×1, представляет большой научный интерес и важно для практики в связи с богатыми возможностями использования слоев дисилицида  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> в оптоэлектронных устройствах на базе кремниевой технологии. Однако результаты этих исследований в значительной мере противоречивы. Отсутствуют данные о формировании низкоразмерных структур  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> на окисленной поверхности кремния. Между тем, в случае Co было показано, что предварительное окисление кремния улучшает морфологические свойства пленок CoSi<sub>2</sub>. Эффективным методом исследования низкоразмерных структур на кремнии является фотоэлектронная спектроскопия высокого разрешения с применением синхротронного излучения. Система Fe/Si(100)2×1, насколько нам известно, данным методом изучалась только в работе [1] и при этом в ней не было проведено разложения Si 2p спектров на составляющие, и выводы авторов основывались лишь на их визуальном анализе.

Целью настоящего исследования было дальнейшее изучение системы Fe/Si(100)2×1, а также тройной системы Fe/O/Si указанным выше методом при энергетическом разрешении 130 meV. Измерения выполнены в диапазоне покрытий Fe от субмонослойных до 6 монослоев, проводившихся при комнатной температуре, после чего образцы подвергались ступенчатому отжигу до температуры 800°C. Результаты измерений спектров валентных и остовных Si 2p электронов с компьютерным разложением последних на составляющие показали, что при комнатной температуре при дозах Fe ≤ 4 ML формируется твердый раствор Fe-Si, а при покрытиях 5-6 ML образуется силицид Fe<sub>3</sub>Si, и, следовательно, процесс силицидообразования требует нанесения критической дозы Fe. Показано, что твердофазная реакция с образованием  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub> протекает в процессе отжига образца. При нанесении Fe на окисленный кремний атомы Fe, также как атомы Co, проникают под окисный слой, формируя сначала интерфейсную фазу, а затем твердый раствор Fe-Si. Реакция силицидообразования также протекает под окисным слоем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-17651).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gallego J.M., et al. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P.13339.

## ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРЕЛЬЕФА ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

В.С. Черныш<sup>1)</sup>, А.С. Патракеев<sup>2)</sup>, В.И. Емельянов<sup>1)</sup>, А.С. Узбяков<sup>1)</sup>,  
А.В. Кудрявцев<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

В последние годы ионное облучение поверхности широко применяется для создания различного рода наноструктур. Одним из направлений этих исследований является использование ионной бомбардировки для формирования нанорельефа. Возникновение рифленой поверхности при наклонном падении ионного пучка наблюдалось 30 лет назад (см., например [1]). Однако образование упорядоченного нанорельефа в виде бугорков обнаружено при нормальном падении пучка ионов на поверхность кремния лишь недавно [2]. Механизмы формирования такого рельефа не достаточно поняты и требуют всесторонних экспериментальных и теоретических исследований.

Поэтому в настоящей работе ставилась задача изучить влияние параметров ионного облучения, в частности, размерного фактора (размера каскада атомных столкновений) на характеристики нанорельефа, формирующегося на поверхности кремния и германия.

Эксперименты по облучению образцов проводились на сверхвысоковакуумной установке с сепарацией ионного пучка по массе. Монокристаллические образцы (111)Ge и (100)Si облучались при комнатной температуре пучком ионов  $Ag^+$ , падающим по нормали к поверхности образца с энергиями 3, 5 и 10 кэВ. Топография поверхности образцов изучалась в растровом электронном (РЭМ) и атомно-силовом (АСМ) микроскопах. Для определения основных параметров нанорельефа проводилась математическая обработка АСМ изображений.

Изучено развитие рельефа с дозой облучения. Установлено, что в результате процессов самоорганизации первоначальный рельеф поверхности Si и Ge трансформируется в нанорельеф, характеристики которого в режиме насыщения определяются как параметрами ионного облучения, так и параметрами мишени. Однако в отличие от результатов работы [2] мы не наблюдали формирование высокоорганизованной (гексагональной) структуры нанорельефа. Обсуждаются причины такого расхождения, и предлагается модель формирования упорядоченного рельефа.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Vasiliu F., Teodorescu I.A. *et al.* // J. Mater. Sci., 1975, v.10, p. 399
2. Gago R., Vazquez L. *et al.* // Appl. Phys. Lett., 2001, v.78, p. 3316

# АНАЛИЗ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ И ПРИМЕСНО-ДЕФЕКТНОЙ ПОДСИСТЕМЫ ОБРАЗЦОВ ПРИРОДНОГО КВАРЦА МЕТОДОМ МСВИ

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

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

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

Еще в 70<sup>х</sup>-80<sup>х</sup> годах прошлого столетия было обнаружено, что пленки SiO<sub>2</sub>, полученные по разным технологиям (термический, пиролитический, анодный) и/или в разных режимах (окисление в сухом, сверх-сухом, влажном кислороде), будучи практически идентичными по составу и оптическим характеристикам, имели, тем не менее, отличающийся масс-спектр вторичных ионов /1/. При динамическом послойном анализе данный спектр отражает стационарное состояние приповерхностного слоя распыляемой матрицы, модифицированного ионным пучком. Для поверхности SiO<sub>2</sub> актуальными параметрами здесь являются статистика ближнего порядка (доля каждого типа тетраэдров Si-Si<sub>4-k</sub>O<sub>k</sub>, k=1,...,4), наличие так называемых болтающихся связей ≡Si-O и наноразмерных включений кремния /2/. Таким образом, ионный пучок оказался тем инструментом, который переводил, в принципе, одинаковые исходные матрицы в разные конечные состояния, выявляя скрытые структурные различия в них. В настоящей работе эта концепция и методика применяется к исследованию образцов природного кварца. Интерес к данному объекту значительно возрос, поскольку микронные и субмикронные частицы кварца составляют значительную часть наиболее опасных атмосферных аэрозолей /3/. Причем их биологическая активность определяется, в основном, поверхностной оболочкой, содержащей помимо вредных примесей именно болтающиеся связи. Таким образом, модифицированный ионной бомбардировкой поверхностный слой кварца служит хорошим модельным аналогом такой оболочки, позволяя по масс-спектрам выявлять особенности ее структуры и состава в зависимости от типа исходного образца. Экспериментальные данные (Cameca IMS-4f, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, 10,5 кэВ) сопоставляются с результатами компьютерного моделирования эволюции модифицированного слоя при ионной бомбардировке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Romanova G.Ph., Efremov A.A., Didenko P.I. //In: SIMS-VI (Proc. of the 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on SIMS, Versailles, Paris, France, 1987) Chichester-NY-Brisbane, J. Willey & Sons, 1988, P.335.
2. Ефремов А.А., Романова Г.Ф. //В сб.: Материалы IX Всес. конф. ВАЧТТ-IX. -М.: изд. ГКНО СССР, МИФИ, 1989, т. I, часть 2, с.265.
3. Brown K.R., Moll W.F., Ampian S.G. et al. //Mineralogical Soc. Bull., 2003, No 138, P.3.

# АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНОМ ГАЗЕ

Г.Г. Бондаренко<sup>1)</sup>, В.И. Кристя<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Московский государственный институт электроники и математики, Россия

<sup>2)</sup>Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, Россия

Для моделирования процесса распыления твердого тела в тлеющем разряде необходимо знать энергетическое и угловое распределения бомбардирующих катод ионов. Функция распределения ионов (ФРИ) по энергиям в катодном слое (КС) разряда рассчитывалась во многих работах как аналитически, так и численными методами. Моделирование же углового распределения ионов производилось, как правило, численно с использованием метода Монте-Карло.

В данной работе аналитически рассчитано угловое распределение ионов в КС разряда в инертном газе, где сечение их упругого рассеяния меньше сечения резонансной перезарядки, а следовательно, для длин перезарядки и упругого рассеяния иона  $\lambda_{\tilde{n}}$  и  $\lambda_e$  выполняется условие  $\lambda_c < \lambda_e$ . В этом случае лишь малая доля ионов претерпевает более чем одно упругое рассеяние между двумя перезарядками и в уравнении для ФРИ можно пренебречь слагаемым, описывающим упругие столкновения упруго рассеянных ионов. Использование для описания упругого рассеяния модели твердых шаров позволяет получить его аналитическое решение, интегрирование которого по энергиям ионов в пренебрежении небольшим удлинением траектории иона вследствие ее искривления в электрическом поле дает аналитическое выражение для угловой ФРИ у поверхности катода. Оно может быть использовано для оценки углового распределения ионов, бомбардирующих катод в тлеющем разряде в инертных газах. Так, рассчитанный на его основе взвешенный по энергии ионов средний угол их падения на катод при  $\lambda_{\tilde{n}} / \lambda_e = 0,71$  равен  $8^\circ$ , что согласуется со значением  $9^\circ$ , полученным на основе численно найденной ФРИ.

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ И ПРИНЦИПЫ ИНВАРИАНТНОГО ПОГРУЖЕНИЯ

В.В. Манухин

Московский энергетический институт (технический университет), Москва,  
Россия

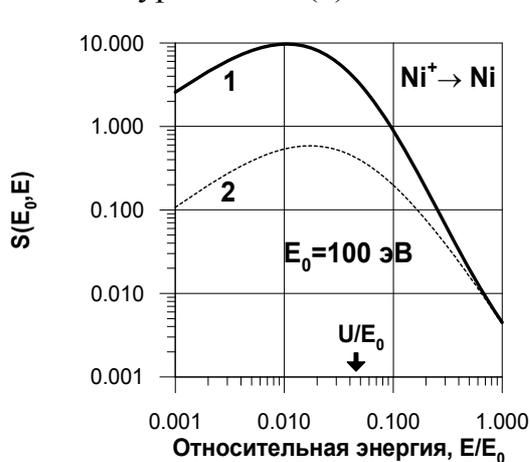
Применение принципов инвариантного погружения к задаче о самораспылении однородных твердых тел позволяет ввести функцию самораспыления  $S(E_0, \mu_0, \varphi_0; E, -|\mu|, \varphi)$ , описывающую энергетический и угловой спектры распыленных атомов вне мишени, следующим образом:

$$S(E_0, \mu_0, \varphi_0; E, -|\mu|, \varphi) = |\mu| \iiint G(E_0, \mu_0, \varphi_0; E_1, -|\mu_1|, \varphi_1) P(E_1, -|\mu_1|, \varphi_1; E, -|\mu|, \varphi) dE_1 \frac{d\mu_1}{\mu_1} d\varphi_1, \quad (1)$$

где  $P(\dots)$  – вероятность для атома преодолеть поверхностный потенциальный барьер,  $G(\dots)$  – функция, описывающая энергетический и угловой спектры распыляемых атомов на поверхности мишени, определяемая интегральным уравнением:

$$G(E_0, \mu_0, \varphi_0; E, -|\mu|, \varphi) \cdot \left( \frac{\Sigma(E_0)}{\mu_0} + \frac{\Sigma(E)}{\mu} \right) = \bar{\omega}(E_0, \mu_0, \varphi_0; E, -|\mu|, \varphi) + \omega \mathbf{G} + \mathbf{G} \omega + \mathbf{G} \bar{\omega} \mathbf{G}. \quad (2)$$

Уравнение приведено в символьной форме, а величины, записанные выделенным шрифтом, представляют собой интегральные свертки по углам и энергиям. В уравнении (2) последнее слагаемое описывает неоднократный перевод



нисходящего потока атомов в восходящий поток (смена нормали). В силу законов рассеяния такие события маловероятны, поэтому этим слагаемым можно пренебречь. В работе решается уравнение (2) как с учетом этого слагаемого, так и без него (линеаризованное). Учитывая, что большая часть распыляемых атомов обладает низкими энергиями, решение уравнения проводится для упругого сечения взаимодействия  $\bar{\omega}(\dots)$ , соответствующего закону рассеяния твердых шаров. Использование разложения по ортогональным на интервале (0,1) многочленам

Якоби, позволило получить решения для функции  $S(\dots)$  как в случае уравнения (2), так и линеаризованного уравнения. Энергетические спектры, соответствующие этим решениям приведены на рисунке. Кривая 1 соответствует решению полного уравнения, кривая 2 – линеаризованному. В работе показано, что энергетические спектры имеют максимумы, а учет атомов, для которых в процессе рассеяния происходила смена нормали, приводит к росту энергетического спектра в области низких энергий.

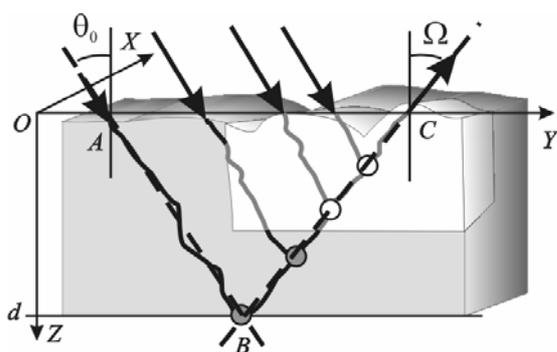
# ОТРАЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ОТ НЕОДНОРОДНОЙ МИШЕНИ С НЕПОВТОРЯЮЩИМИСЯ СТРУКТУРАМИ

А.В. Лубенченко

Московский энергетический институт (технический университет), г. Москва,  
Россия

Если мишень имеет неповторяющиеся структуры на поверхности или под ней, то функция отражения частиц от такой мишени  $R(x, y, \Omega_0, \Omega)$  будет зависеть не только от угла падения частиц на мишень  $\Omega_0 = \{\theta_0, \varphi_0\}$  и угла наблюдения  $\Omega = \{\theta, \varphi\}$ , но и от координаты точки наблюдения  $(x, y)$ . Для частиц, рассеивающихся в средах с анизотропными рассеивающими центрами, или для частиц, у которых дифференциальное сечение упругого рассеяния сильно вытянуто (для электронов и легких ионов это выполняется при начальных энергиях больше нескольких сот эВ), можно предложить модель *квазиоднократного* рассеяния /1/. Согласно этой модели движение частицы в веществе между сильными упругими рассеяниями – малоугловое. Сильное упругое рассеяние переводит нисходящий поток в восходящий. Если сильное рассеяние произошло на глубине  $d$ , то пройденный путь в мишени будет равен  $u = d(1/\cos \theta_0 + 1/\cos \theta)$ . Для мишени сложного состава сечения рассеяния меняются вдоль траектории движения частицы и зависят от координаты точки рассеяния  $(x, y, z)$ . Зафиксируем точку наблюдения, тогда в телесный угол наблюдения  $\Omega$  будут попадать только те частицы, которые испытали сильное упругое рассеяние  $\omega_{in}(\gamma, x, y, z)$  ( $\gamma$  – угол рассеяния) на прямой  $BC$ . В квазиоднократном приближении, функция отражения от неоднородной мишени будут иметь вид свертки:

$$R(x, y, \Omega_0, \Omega) = \int_0^{\infty} \int T(t, x, y, \Omega_0, \Omega') \omega_{el}(\gamma', x, y, t \cos(\theta_0)) T(t, x, y, \Omega', \Omega) dt d\Omega', \quad (1)$$



где  $T$  – функция пропускания в малоугловом приближении /2/. Максимальный пробег и угол падения будут ограничивать глубину  $d_0$ , до которой проводится интегрирование. Таким образом линии  $AB$  и  $BC$  определяют пределы интегрирования в формуле (1).

В работе рассчитаны угловые распределения электронов отраженных от неоднородных мишени, имеющих ступенчатую структуру.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Afanas`ev V.P., Naujoks D. // Phys. Stat. Sol. 1990. Vol. 164. P. 133.
2. Goudsmit S., Saunderson J.L. // Phys. Rev. 1940. V.57 P.24; V.58. P.36.

# БИФУРКАЦИЯ ФЕРХЮЛЬСТА УРАВНЕНИЙ БЛОХИНЦЕВА В ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТИМУЛИРОВАННОЙ ЭМИССИИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОКИСЛЕННОГО МЕТАЛЛА

С.Н. Нагорных<sup>1)</sup>, В.И. Павленков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Нижегородский педагогический университет, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2)</sup> Арзамасский педагогический институт, г. Арзамас Нижегородской области, Россия

Известны примеры бифуркации Ферхюльста в исследовании биологических систем /1,2/. В данной работе приводится пример бифуркации Ферхюльста уравнений Блохинцева, используемых для описания термостимулированной что в квазистационарном приближении для концентрации свободных электронов в зоне окисного полупроводника, уравнение Блохинцева сводится к уравнению электронной эмиссии после ионно-плазменного облучения, пластической деформации, разрушения металлов, покрытых окисными пленками. Показано, для концентрации плотности электронных ловушек, для которого и выполняется бифуркация Ферхюльста. Для наблюдения распределения термостимулированной электронной эмиссии по поверхности изготовлено устройство, состоящее из шевронной сборки канальных электронно-умножительных пластин, фотоэлектронного умножителя и люминесцентного экрана. Приводятся типичные изображения термостимулированной электронной эмиссии с окисленного сплава на основе железа. Экспериментальные одномерные функции распределения Пуассона для термостимулированной электронной эмиссии сопоставлены с теоретическими функциями для бифуркации Ферхюльста в предположении мультипликативного внешнего шума, либо слаболегированного сильно компенсированного частично разупорядоченного окисного полупроводника. В первом случае теоретические функции распределения получаются из решений уравнений Фоккера – Планка – Колмогорова.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хорсхемке В. Лефевр Р. Индуцированные шумом переходы.- М.: Мир, 1987, с.397.
2. Арнольд В.И. Обыкновенные дифференциальные уравнения.- М.: Наука, 1984, с.271.

# ОБ ОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ КВАЗИЛИНЕЙНОЙ ДИФФУЗИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Р.И. Богданов<sup>1)</sup>, С.Н. Нагорных<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup>Нижегородский педагогический университет, г. Нижний Новгород, Россия

Известно, что облучение ионами, газоразрядной плазмой, ионноплазменными пучками приводит к проникновению дефектов на глубину значительно большую глубины проецированного пробега /1,2,3/. Главной причиной этого эффекта в большинстве работ, авторы считают возникновение коллективного взаимодействия между дефектами.

В данной работе исследована фотостимулированная эмиссия электронов с алюминиевой фольги толщиной 80 мкм после импульсного облучения ионноплазменным пучком вольфрама энергией 3 кэВ на стороне, противоположной облучению. Результаты интерпретированы как диффузия дивакансий с энергией миграции 0,36 эВ. Рассмотрена модель квазилинейной диффузии /4/ дивакансий в присутствии переползающих дислокаций, для которых существуют возбуждения полиномиального вида, поступательно движущиеся относительно критической концентрации. Дополнительным условием существования возбуждения является наличие анизотропной диффузии. В работе показано, что возбуждения могут быть сингулярными в определенный момент времени. Однако оценка количества дефектов в возбуждении дает конечные величины как при больших, так и меньших значениях критической концентрации, что свидетельствует о его динамических свойствах. Модуль среднего количества дефектов в возбуждении может явиться подходящим средством для исследования их спектра и функции распределения по координатам и времени. Оценка времени жизни возбуждения в эксперименте меньше времени наступления сингулярности,  $n_{кр} \sim 0,8$  энергия коллективного взаимодействия дивакансий в присутствии переползающих дислокаций 0,04 эВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов./С –П.: Наука, 2003, с. 410
2. Шаркеев Ю.П. Рябчиков А.И.// В сб. "Физика дефектов поверхностных слоев материалов".- Л.: Изд-во ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, 1989, с. 205
3. Тетельбаум Д.И. Азов А.Ю. Голяков П.И. // Письма в ЖТФ, 2003, т. 29, с. 35
4. Крупкин П.Л., Куров И.Е., Нагорных С.Н. // Тезисы докладов IV Всероссийского семинара по структуре дислокаций и механическим свойствам металлов и сплавов. Свердловск, Изд-во института физики металлов УНЦ АН СССР, 1987, с. 161

# ВЛИЯНИЕ КАНАЛИРОВАНИЯ НА ПРОЦЕСС ИМПЛАНТАЦИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МАТЕРИАЛОВ ПУЧКОМ ИОНОВ АРГОНА С ГАУССОПОДОБНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Б.А.Калин, Н.В.Волков, С.Ю. Наквасин  
МИФИ (госуниверситет), Москва, Россия

Как показано ранее /1/ при облучении материалов полиэнергетическим пучком ионов наряду с чисто кинематическим взаимодействием между внедряемым ионом и материалом мишени присутствуют радиационно-стимулированные процессы, позволяющие проникать внедряемым атомам в глубь материала на глубину до 1 мкм.

Одним из факторов, влияющих на радиационно-стимулированную миграцию внедренных атомов, является процесс каналирования ионов. В этой связи представляется важным оценить его вклад на радиационные пробеги и распределение внедренных атомов по глубине при облучении пучком ионов с гауссоподобным энергетическим спектром, как в монокристаллических, так и в поликристаллических мишенях.

В настоящей работе представлены результаты измерения распределения  $C(x)$  по глубине внедренных атомов He и Ar со средней энергией  $\langle E \rangle = 5, 10, 20$  и 30 кэВ и относительной шириной  $\Delta E / \langle E \rangle = 5$  и 30 %. В качестве монокристаллических мишеней использовались C, Si, Mo, W и соответственно поликристаллические материалы Be, Cu, Mo, W. Изучение распределения внедренных атомов проведено методом Резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с начальной энергией 1,6 МэВ, угол регистрации  $165^\circ$ . Оценка максимальной глубины пробега  $R_{\max}$  в материале в случае каналирования внедряемых ионов определялась как

$$R_{\max} = \int_{E_1}^{E_2} \int_0^E \frac{2E\varphi(E_i)}{N_0 s_e(E)} dE dE_i,$$

где  $E_1$  и  $E_2$  начало и конец энергетического спектра ионов в пучке соответственно,  $N_0$  – атомная плотность материала мишени,  $\varphi(E_i)$  – энергетическое распределение ионов в пучке.

Величина потерь энергии ионами за счет неупругого взаимодействия с электронами материала проводилась в рамках модели Фирсова в интервале энергий 0,1 – 50 кэВ.

Из анализа зависимостей  $C(x)$  и  $R_{\max}$  следует, что в случае облучения материалов пучком ионов с гауссоподобным энергетическим спектром вклад в распределение  $C(x)$  каналированных ионов может достигать до 10-20% от общего числа внедренных атомов. При этом максимальная глубина внедрения не превышает 100 нм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kalin B.A., Volkov N.V. // Proceedings of 12<sup>th</sup> international conference on radiation physics and chemistry of inorganic materials, Tomsk, Russia, 2003, p. 40.

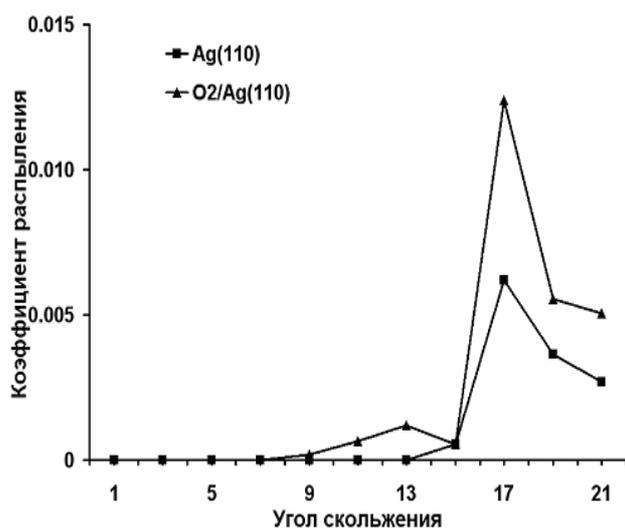
# ОСОБЕННОСТИ ИОННО-УДАРНОЙ ДЕСОРБЦИИ И РАСПЫЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ БОМБАРДИРОВКЕ

А.А. Джурахалов, С.Э. Рахматов  
Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Результаты исследования распыления чистых и покрытых адсорбированными атомами поверхностей при скользящих углах бомбардировки, где основной вклад к распылению вносит прямое выбивание частиц, важны для решения целого ряда фундаментальных и прикладных задач. Дело в том, что распыление при скользящих углах затрагивает только первые один-два слоя поверхности мишени и субмонослойное покрытие, в случае его наличия (ионно-стимулированная десорбция). Поэтому такое распыление является уникальным инструментом исследования поверхности вещества и субмонослойных покрытий: их элементного состава и структуры на атомном уровне.

В настоящей работе методом компьютерного моделирования в приближении последовательных парных столкновений исследованы процессы распыления и десорбции адмолекул кислорода при бомбардировке поверхности монокристаллов ионами кэВ-ных энергий. Вычислены коэффициенты распыления и десорбции в зависимости от полярных и азимутальных углов падений. Приведены угловые и энергетические распределения распыленных и десорбированных частиц.

На рисунке приведены зависимости коэффициента распыления чистой и покрытой кислородом поверхности  $\text{Ag}(110) \langle 110 \rangle$  от угла скольжения  $\psi$  (отсчитываемого от поверхности)



при бомбардировке ионами  $\text{H}^+$  с  $E_0 = 2$  кэВ. Видно, что в случае наличия адсорбционного слоя порог распыления смещается в область меньших углов скольжения ( $\psi = 7^\circ$ ) по сравнению со случаем распыления чистой поверхности ( $\psi = 13^\circ$ ). Кроме этого, адсорбционный слой приводит к увеличению коэффициента распыления. Такое увеличение объясняется тем, что ионы проникают через адсорбционный слой,

который способствует длительному движению налетающей частицы в поверхностных полуканалах и каналах. В результате ионы эффективнее выбивают атомы. Интенсивное распыление в данном случае наблюдается при  $\psi = 17^\circ$ . Результаты показали, что когда поверхность бомбардируется более тяжелыми частицами, наличие адсорбционного слоя приводит к уменьшению коэффициента распыления по сравнению с чистой поверхности. Таким образом, влияние адсорбированного слоя на процесс распыления зависит от массы бомбардирующих частиц.

# УГЛОВЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

А.М. Борисов<sup>1)</sup>, Ю.С. Виргильев<sup>2)</sup>, Е.С. Машкова<sup>1)</sup>, А.С. Немов<sup>1)</sup>,  
Е.А. Питиримова<sup>3)</sup>

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

<sup>2)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие  
"НИИграфит", Москва, Россия

<sup>3)</sup>Физический факультет Нижегородского государственного университета  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты измерений зависимостей коэффициента  $\gamma$  кинетической ионно-электронной эмиссии высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т при облучении ионами молекулярного азота  $N_2^+$  энергии 30 кэВ в зависимости от температуры мишени при углах  $\theta$  падения ионов от  $0^\circ$  до  $80^\circ$  относительно нормали к поверхности грани (0001). Флуенсы облучения составляли  $10^{18} - 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup>, температуры облучения варьировались от комнатной до  $400^\circ\text{C}$ . При нормальном падении ионов наблюдается скачок выхода электронов при некоторой температуре  $T_a$ , аналогичный скачку на зависимости  $\gamma(T)$  для поликристаллических графитов [1]. При  $T > T_a$  в отличие от поликристаллических графитов происходит возрастающее с углом падения ионов подавление выхода электронов. Дифракция электронов на отражение показала различие структур поверхностного слоя при различных температурах облучения и углах падения ионов. При комнатной температуре облучения во всем исследованном диапазоне углов падения наблюдаются диффузные гало, типичные для разупорядоченной поверхности. При  $T > T_a$  дифракция показывает, что при углах, близких к нормальному падению ионов, наблюдается система колец, типичная для поликристаллического графита. Увеличение угла падения ионов приводит к переходу от поликристаллической структуры к структуре текстурированного монокристаллического графита. Обнаружены также различия в топографии поверхностей при различных температурах облучения УПВ-1Т. Анализ, основанный на теории кинетической ионно-электронной эмиссии Парилиса-Кишиневского, показывает, что характер зависимости  $\gamma(T)$  связан с изменением длины свободного пробега вторичных электронов и прозрачности решетки для бомбардирующего пучка по мере упорядочения структуры решетки при увеличении температуры, при которой происходит облучение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Mashkova E.S., Nemov A.S. // Vacuum, 2004, v. 73, p. 65.

# РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ИОНОВ НА МИШЕНЬ

А. И. Толмачев

Средняя школа № 767, г. Москва, Россия

Одной из основных характеристик явления распыления является угловая зависимость коэффициента распыления. При нормальном падении ионов на мишень (угол падения  $\theta_0 = 0^\circ$ ) коэффициент распыления принимает минимальное значение. При увеличении угла падения коэффициент распыления постепенно увеличивается и при угле падения  $\theta_0 \approx 80^\circ$  достигает максимума. При дальнейшем увеличении угла падения коэффициент распыления резко уменьшается и при максимальном наклонном падении ионов ( $\theta_0 = 90^\circ$ ) обращается в нуль /1/. В существующих теориях распыления рассматривается либо случай нормального падения ионов на мишень /2/, либо случай скользящих углов падения /3/. В настоящей работе построена теория, справедливая во всем диапазоне углов  $\theta_0$ . Теория содержит последовательное решение трех задач:

1. Рассчитывается число распыленных атомов, образованных в результате столкновения иона с атомом отдачи на некоторой глубине мишени /4/.
2. Вводится функция источника атомов отдачи, и полученный результат интегрируется по всем глубинам.
3. Определяется коэффициент отражения ионов по энергии  $R_E$  в зависимости от угла падения  $\theta_0$ , и найденная величина коэффициента распыления умножается на фактор  $1 - R_E(\theta_0)$ . В результате для угловой зависимости коэффициента распыления получается немонотонная кривая с максимумом, соответствующим углу падения ионов  $\theta_0 \approx 80^\circ$ , которая хорошо согласуется как с результатами компьютерного моделирования, так и с экспериментом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. /Пер. с англ. под ред. Е.С. Машковой: - М.: изд-во "Мир", 1989, с. 349
2. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. / Под ред. Р.М Бериша : - М: изд-во "Мир", 1984, с. 336
3. Маринюк В.В., Ремизович В. С. // Тез. докл. "XXX Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами", М.: Изд-во МГУ, 2000. С. 77.
4. Tolmachev A.I. Nuclear Instruments and Methods, 1994, v. B 93, p. 415.

## ПРЕДЭПИТАКСИАЛЬНОЕ ОБЛУЧЕНИЕ САПФИРА ИОНАМИ КРЕМНИЯ

Ю.А. Кабальнов<sup>1)</sup>, Д.А. Павлов<sup>2)</sup>, Н.И. Петуров<sup>1)</sup>, Е.А. Пителимова<sup>2)</sup>,  
В.Г. Шенгуров<sup>2)</sup>, Е.В. Коротков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие НИИ  
измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2)</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Россия

Получение структурно совершенных слоёв кремния на сапфире (КНС) осложняется тем, что даже при оптимальной конфигурации срастающихся плоскостей остаётся несоответствие периодов решётки, приводящее к структурным дефектам на границе. Показано, что условия гетероэпитаксии кремния могут быть улучшены путем модифицирования его поверхности после облучения ионами кремния. Целью такого воздействия является создание некоего переходного слоя в сапфире, где за счёт возникающих напряжений может происходить возрастание периода решетки. Монокристаллические пластины сапфира ориентации  $(1\bar{1}02)$  облучались ионами кремния с энергией 80 кэВ дозами  $3 \cdot 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Расчет пробегов ионов, проведенный по программе численного моделирования SRIM 2000, показал, что ионы  $\text{Si}^+$  с энергией 80 кэВ проникают в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  на глубину 0,07 мкм. Исследование структуры проводилось на электронографе ЭМР-102 на отражение. Электронограммы исходного сапфира содержат только Кикучи – линии, что доказывает высокую степень совершенства структуры. При облучении сапфира ионами кремния энергией 80 кэВ дозами, не превышающими  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ , поверхностный слой подложки сохраняет высокое кристаллическое совершенство. Для дозы  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ , как показывает дифракция, наблюдаются заметные расхождения в положении некоторых Кикучи – линий, что свидетельствует о появлении деформации части плоскостей. Облучённые ионами кремния пластины сапфира были использованы нами для гетероэпитаксиального молекулярно-лучевого наращивания кремниевых слоёв. Проведённые дифракционные эксперименты подтверждают их структурное совершенство. На электронограммах, снятых "на отражение", присутствуют Кикучи-линии и точечные рефлексы. Таким образом, облученные ионами кремния сапфировые подложки могут быть перспективны для создания высокосовершенных структур КНС.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В LiF/Si(111) ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

С. Гаипов, Б.Г. Атабаев, Р. Джаббарганов, У.Б. Шаропов  
Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан.

Образование точечных дефектов в щелочно-галогидных кристаллах (ЩГК) изучается очень давно и имеется обширная литература в этом направлении. Практическое использование этих кристаллов ставит все новые и новые задачи перед исследователями. На практике в большинстве случаев используется самый широкозонный кристалл LiF. Однако дефектообразование в них изучены, в основном при облучении частицами высоких энергий. Это, в какой-то мере, связано с малой эффективностью создания дефектов медленными частицами и трудностью их регистрации традиционными методами.

Поверхностно-чувствительным методом спектроскопии полного тока (СПТ) [1,2] нами изучались энергетические, дозные и температурные зависимости дефектообразования в системах KCl/Si(111) и LiF/Si(111). В данной работе приводятся результаты дальнейшего исследования образования точечных дефектов в системе LiF/Si(111) в зависимости от температуры подложки на различных этапах формирования пленки и воздействия на неё электронным пучком.

Изучено влияние температуры подложки на структуру спектров ПТ пленки LiF равновесной толщины. Напыление LiF производилось при температурах подложки 20, 100, 200, 300 и 400 °С в течение одинакового времени при постоянной скорости напыления. Сравнение спектров ПТ для пленок, полученных при различных температурах, показало, что наименьшие интенсивности отдельных пиков наблюдаются для пленки, напылённой при температуре подложки ~ 300°С. Дальнейший отжиг такой пленки при этой же температуре в течение 0,5 часа не приводил к заметным изменениям в интенсивностях отдельных пиков.

Основные исследования влияния электронного облучения на дефектообразование на LiF проводилось на таких же пленках.

Полученные экспериментальные данные показывают, что рост температуры мишени в создании первичных точечных дефектов типа F-центров и их ассоциаций проявляется в стадии миграции их компонентов. Таким образом, влияние температуры в образовании дефектов в пленках LiF/Si(111) может проявляться как в процессе формирования самой пленки, так и в процессе воздействия на нее медленными электронами. Здесь большую роль играет изменение скорости миграции отдельных дефектов с ростом температуры в процессе их коагуляции.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. Alidzanov E.K., Atabaev B.G., Gaipov C., Boltaev N.N. // Thin solid films. 1994. №270, p.268.
2. Atabaev B.G., Gaipov C., Khojiev S., Boltaev N.N. // Uzbek Journal of Physics. 2000. Vol.2, N.5-6, p.413.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ИОННОГО КРИСТАЛЛА

Х.Н. Исматуллаев, М.Н. Мирахмедов

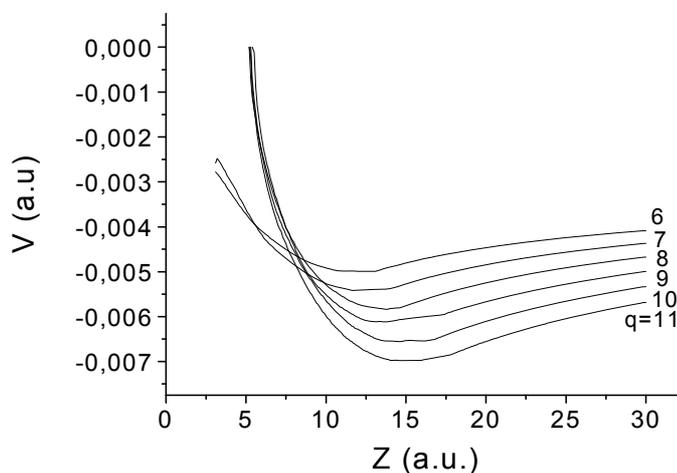
Институт электроники им. У. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан

По программе, моделирующей методом Монте-Карло надповерхностную часть нейтрализации высокозарядных ионов, взаимодействующих с поверхностью ионных кристаллов, проведено исследование нейтрализации ионов Ag у поверхности LiF.

Электронный обмен между высокозарядным ионом и поверхностью кристалла рассматривается в рамках классической надбарьерной модели, модифицированной для случая взаимодействия иона с поверхностью ионного кристалла. Расчет потенциального барьера для электронов твердого тела а также взаимодействия иона с кристаллом производятся с учетом потенциала Маделунга, поляризационного потенциала, а также частотно-зависимого диэлектрического отклика ионного кристалла. Моделируются процессы резонансного захвата и потери электронов высокозарядным ионом, а также каскады оже- и радиационных переходов, происходящие на возбужденных уровнях иона.

Проведены расчеты роста кинетической энергии падающего иона по мере подлета к поверхности, а также выхода медленных электронов в зависимости от заряда и начальной энергии высокозарядных ионов Ag взаимодействующих с поверхностью LiF. Получены данные об эволюции электронной оболочки иона и о характере изменений, происходящих на поверхности кристалла в ходе нейтрализации.

Расчеты показывают, что при перпендикулярном падении медленных ионов возможен эффект трамплина, т.е. полное торможение и обратное отражение иона под действием поля положительного заряда, образовавшегося на поверхности диэлектрика в процессе нейтрализации иона. На рисунке представлены зависимости скорости  $v$  ионов  $Ag^{q+}$  с начальной энергией 10 эВ от расстояния  $z$  до поверхности. Видно, что полное отражение при данной начальной энергии наблюдается для зарядов  $q > 7$ .



# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРОВ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Т.Д. Раджабов<sup>1)</sup>, И.Е. Джамалетдинова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Ташкентский университет информационных технологий,  
г. Ташкент, Узбекистан

<sup>2)</sup>НПО "Академприбор" АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан

В настоящей работе методом ИК-спектроскопии проведено исследование изменения поверхностных свойств полимеров, в частности поливинилтриметилсилана (ПВТМС) и полиарилатсилоксана (силар), при имплантации высокоэнергетичными ионами  $Ag^+$  и  $C^+$ .

Анализ полученных ИК-спектров поглощения ПВТМС, имплантированного ионами  $Ag^+$  и  $C^+$  при одинаковых условиях ( $E=100$  кэВ,  $D= 1 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>) показал, что интенсивность полос в области валентных и деформационных колебаний, соответствующих СН-связям, а также Si-(CH<sub>3</sub>)-связям, уменьшается и наблюдается уширение полос, что связано с образованием С=С-связей. Из этих результатов следует, что при ионной имплантации полимеров, вследствие разрыва СН-связей, происходит значительная десорбция водорода из образца. Причем эффект более значителен для случая облучения ионами  $Ag^+$ . Уменьшение степени кристалличности полимера приводит к изменению растворимости и диффузии газов (H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>) в полимере, а следовательно и его проницаемости. С увеличением дозы облучения от  $1 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> до  $5 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> при постоянном значении энергии ионов становится существенным процесс карбонизации полимера, что приводит к отчетливому изменению цвета полимерной пленки от светло-желтого до темно-коричневого. При этом на спектре поглощения в области 1730 см<sup>-1</sup> появляется полоса, которая соответствует карбонильной группе С=О, что указывает на частичную деструкцию облученного ПВТМС и его окисление.

Из анализа ИК-спектров поглощения силара, облученного ионами  $C^+$  с энергией  $E=150$  кэВ и дозами  $D=1 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> и  $4 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> видно, что основные полосы, характерные для данной полимерной пленки, также претерпевают изменения, хотя появление новых полос в спектре не наблюдается. Оптическое пропускание полимерных пленок уменьшается, с ростом дозы облучения происходит изменение интенсивности и смещение полосы Si-O-связи, а также полос поглощения, характерных кратным С=С. При облучении силара в деструкцию полимера диссоциация связей Si-O и Si-CH<sub>3</sub> существенного вклада не вносит, а изменяется в основном полиарилатный блок, который обладает повышенной сорбционной емкостью по отношению к углекислому газу и кислороду, что связано со спецификой взаимодействия этих газов с полимером. Анализ газоселективных свойств показал значительное их улучшение, что может представлять практический интерес.

Изучение поверхностных свойств модифицированных ионной имплантацией полимеров позволяет понять механизм диффузии и растворения в них газов, целенаправленно изменять данные параметры.

## РАСПЫЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА КРЕМНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ИОНАМИ $SF_5^+$

Ш.С.Раджабов, М.К.Курбанов, Б.Г.Атабаев, Ф.Р.Юзикаева  
Институт электроники им. У.А. Арифова, АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Пучки многоатомных химически активных молекул как эффективные травители широко используются в технике изготовления полупроводниковых приборов и структур. В этом случае эрозия поверхности обрабатываемых материалов возрастает за счет высокой плотности атомных столкновений и удаления продуктов химических реакций из области взаимодействия. Однако механизмы такого совместного распыления недостаточно изучены.

В работе методом ВИМС исследовались процессы физического и химического распыления кристалла SiC при облучении химически активными ионами  $SF_5^+$ . Изучены: массовый состав положительно распыленных частиц, их выходы от энергии  $E_0$  первичных ионов в диапазоне 0,1÷3 кэВ и температуры мишени (20°÷500°) С. Контроль за изменением состава поверхности SiC до и после облучения проводился методом ЭСД.

Анализ спектра вторичных частиц показал, что он состоит из решеточных ионов  $Si_n^+$ ,  $C_n^+$ ,  $Si_nC_n^+$  ( $n=1÷4$ ), фторсодержащих соединений  $Si_n^+F_n^+$ ,  $C_nF_n^+$  ( $n=1÷5$ ), а также оксидов кремния  $Si_nO_n^+$  ( $n=1÷3$ ) малой интенсивности, удаленных в результате столкновительных и химических взаимодействий. Распределение относительного содержания различных продуктов распыления не является величиной постоянной, а изменяется в зависимости от плотности тока первичных ионов, их энергии и толщины фтористой пленки, формируемой на поверхности SiC. Обнаружено, что с ростом числа атомов в распыляемом комплексе, их интенсивность падает.

Установлено, что в интервале значений  $E_0=(0,1÷0,5)$  кэВ физическое распыление резко уменьшается при приближении к порогу, в то время как выходы частиц, распыленных химическим путем, лишь медленно уменьшаются. В области  $E_0=(1,0÷3,0)$  кэВ доля физического распыления в виде атомарных ионов  $Si^+$ ,  $C^+$  и димеров  $Si^+_{21}C^+_2$  преобладает в 3-8 раз над химическим. Однако выходы фторсодержащих соединений  $Si_nF_n^+$ ,  $C_nF_n^+$  в 2-5 раз превышают выходы решеточных молекул  $Si_nC_n^+$ . Установлена немонотонная зависимость выхода вторичных ионов от температуры мишени, что видимо связано с различными режимами травления полупроводника. При низких температурах образца (20-200°)С ионы выбиваются из химически слабосвязанных соединений, которые разрушаются с повышением температуры, с образованием минимума распыления при ~200°С. Повышение температуры образца до (250-270)°С вызывает возрастание как физического, так и химического распыления, в результате снижения адсорбции фторидов. В интервале (270-500)°С распыление слабо зависит от температуры, что видимо обусловлено образованием равновесного покрытия. Показано, что при дозах облучения  $\sim 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> и низких температурах, поверхность SiC покрывается фтористой пленкой, о чём свидетельствуют масс-спектры десорбируемых частиц при ЭСД, состоящие в основном из  $F^+$ ,  $F^{2+}$  и  $F^{3+}$ . Наличие адсорбированного слоя уменьшает выходы решеточных ионов, в особенности кластерных и молекулярных.

## ЭРОЗИЯ Cu, Ag, Au и Sn В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПОТОКАХ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

А.И. Акишин<sup>1)</sup>, Л.С. Новиков<sup>1)</sup>, В.Н. Черник<sup>1)</sup>, С.Ф. Наумов<sup>2)</sup>, С.П. Соколова<sup>2)</sup>,  
А.О. Куриленок<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup>Российская космическая корпорация "Энергия", г. Королев Московской обл.

В космической отрасли актуальны вопросы воздействия набегающего потока атомарного кислорода (АК) земной ионосферы на поверхность орбитального космического аппарата, в частности на элементы солнечных батарей. В качестве материалов проводников в них обычно рассматриваются Cu, Ag, Au и припой на основе Sn. В данной работе исследовано воздействие потоков кислородной плазмы (КП) на эти металлы. Источник КП выполнен по схеме магнитоплазодинамического ускорителя с двойным контрагированием разряда по типу дуоплазмотрона, что позволило уменьшить загрязнение плазмы продуктами эрозии электродов. В используемом режиме облучения энергия ионов кислорода на мишени составляла 10-40 эВ, плотность потока  $3,2 \cdot 10^{16}$  ион\*см<sup>-2</sup>.с, флюенс  $5 \cdot 10^{20}$  ион\*см<sup>-2</sup>. Изучались следующие образцы: фольга Ag и покрытие Ag на Cu фольге (Ag + Cu), покрытие Au на Ag фольге, покрытие Sn на жести. Для сравнения одновременно облучались графит МПГ-6 и полиимид ПМ. Эти материалы обычно используются при наземных имитационных испытаниях материалов космической техники для определения эквивалентного флюенса АК, приведенного к 5 эВ. Количественно эффект воздействия КП определялся по удельным потерям массы  $\Delta m$  образцов.

материал	Au	Ag	Ag + Cu	Cu	Sn	МПГ-6	ПМ
$\Delta m/s, \text{ мг см}^{-2}$ .	-0,17	-0,8	-0,05	+1,2	+0,4	-4,3	-15

При воздействии КП наблюдается окисление поверхности исследуемых металлов, исключая Au. Поверхность Au распыляется с  $S=10^{-3}$  атом/ион. В Cu и Sn масса растет за счет присоединения кислорода в плотном слое оксида. В более активном к АК Ag образуется пористый слой оксида, который по мере роста флюенса отслаивается и обнажает поверхность чистого Ag, который продолжает окисляться. В последующем происходит отделение слоя от поверхности, приводящее к потере массы. Причиной различия эрозии Ag и Ag+Cu может быть разная структура и величина внутренних напряжений в фольге и в покрытии, от которых зависит вероятность отслаивания слоя оксида.

В докладе проводится обсуждение полученных результатов и приведены микрофотографии поверхностей металлов после воздействия КП.

## ВТОРИЧНАЯ ИОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ СЛОИСТОГО УГЛЕРОДА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

В.В.Хвостов, В.Г.Бабаев, А.А.Хайдаров, К.Ф.Миннебаев, И.Ф.Уразгильдин  
Физический факультет МГУ, Москва, Россия.

В работе представлены результаты исследования энергетических спектров вторичных положительных ионов углерода при бомбардировке поверхности хорошо ориентированного пиролитического кристалла графита. Исследование энергетического распределения распыленных ионов углерода проводилось на двух сверхвысоковакуумных установках с различной геометрией эксперимента. В обоих случаях регистрация распыленных ионов производилась с использованием квадрупольного масс-спектрометра. В первой установке энергия первичных ионов аргона составляла 1000 эВ. Угол между направлением первичного пучка и осью энергоанализатора был фиксирован и составлял  $90^\circ$ . Поворачивая образец вокруг своей оси можно было изменять угол регистрации ионов относительно нормали к поверхности от  $15^\circ$  до  $75^\circ$ . Вторая установка имела ионный источник с нормальным к поверхности углом падения первичных ионов и переменный угол регистрации распыленных ионов от  $45^\circ$  до  $75^\circ$ . Энергия первичных ионов аргона составляла 10 кэВ.

На обеих установках было получено весьма необычное энергетическое распределение распыленных частиц с абсолютным максимумом при энергии около 55 эВ. Кроме этого наблюдались отчетливые максимумы при энергиях около 30, 70, 82 и 103 эВ. Для всех углов наблюдения характер спектра оставался осциллирующим, изменялось лишь отношение интенсивностей в максимумах. Такие результаты не могут быть объяснены с точки зрения каскадного механизма распыления, в котором максимум распределения распыленных ионов должен наблюдаться при энергии не более 10-20 эВ. В связи с этим было проведено численное моделирование распыления с учетом слоистой структуры кристалла графита. Из-за большого отношения массы аргона к массе углерода и сравнительно высокой энергии ионов аргона, атомы первых нескольких слоев графита получают импульс вглубь кристалла. Распыление атомов из первого слоя графита возможно только посредством атомов углерода, выбитых ионами аргона в результате однократного столкновения. При этом рассматривались различные схемы распыления в исследованном диапазоне углов. Моделирование показало, что основная доля распыленных частиц имеет сравнительно высокую (30-90 эВ) энергию. Спектр вторичных ионов получался умножением спектра распыленных частиц на вероятность ионизации и качественно соответствовал экспериментальным данным. Было показано, что перезарядка при эмиссии ионов углерода носит локализованный характер (по сути с ближайшим атомом), и её влияние на спектры сводится к появлению осцилляций на энергоспектрах, что характерно для "парного" взаимодействия атомных частиц, имеющих резонансные уровни.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 03-02-17718 и INTAS №03-53-5607



## **Часть IV**

### **МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ**



# МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПУЧКАМИ ПРОТОНОВ: ПРОТОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ДИФФУЗИЯ

В.В.Козловский

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

В работе проведено комплексное экспериментальное исследование процессов легирования полупроводников примесями методом протонно-стимулированной диффузии (ПСД).

Проанализированы основные механизмы ПСД, разработанные в виде четырех моделей:

- базовая вакансионная модель ускорения диффузии /1/;
- модель, учитывающая восходящую диффузию примеси /2/;
- двухпоточковая модель /3/;
- модель, учитывающая электростатическое взаимодействие ионов диффундирующей примеси с радиационными дефектами /4/.

Уравнения или системы уравнений непрерывности для примесных атомов для каждой модели, взятые из /1-4/, решались численно методом прогонки, уравнение Пуассона - методом прогноза и коррекции. Основным критерием сходимости расчетных и экспериментальных данных являлись местоположение и величина экстремумов, образующихся на концентрационных профилях распределения примеси при ПСД. Проведенный анализ протонно-стимулированной диффузии позволил оценить вклад каждого из четырех механизмов ПСД и адекватно интерпретировать экспериментальные данные как полученные в настоящей работе, так и известные из литературы /1-3/, неподдававшиеся объяснению в рамках традиционного подхода.

На основе выполненных исследований разработаны способы использования протонно-стимулированной диффузии для изготовления приборов СВЧ- и оптоэлектроники.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Люка Ш., Гайяр Ж., Луалиш С. и др. // Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы. Под ред. В.С.Вавилова. - М.: Мир, 1980, с.184.
2. Morikawa Y., Yamamoto K., Nagami K. // Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, p. 997.
3. Горнушкина Е.Д., Кириллова И.В., Малкович Р.Ш. // ФТТ, 1982, т. 24, с. 1088.
4. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. – СПб.: Наука, 2003, с. 268

# ВЛИЯНИЕ ПРЕДРАДИАЦИОННЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ ОТЖИГОВ И ТЕМПЕРАТУРЫ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ НА ПОВЕДЕНИЕ МИКРОТВЕРДОСТИ В ЭФФЕКТЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ПРИ ИОННОМ И ФОТОННОМ ОБЛУЧЕНИЯХ МЕТАЛЛОВ

Д.И. Тетельбаум, Е.В. Курильчик, Ю.А. Менделева,  
А.А. Суворкин, Ю.А. Новицкий  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Н. Новгород, Россия

Данная работа является продолжением цикла исследований по эффекту дальнего действия при ионном и фотонном облучениях металлических фольг. Эффект фиксировался по изменению микротвердости на необлученной (обратной) стороне фольг. Эксперименты проводились с фольгами молибдена, меди, сплавов Cu-Ni, пермаллоя-79 и пермаллоя-49 (с толщинами 20-50 мкм). Ионное облучение  $Ag^+$  проводилось при энергии 40 кэВ, а фотонное – от лампы накаливания (20 Вт) в широком интервале доз. Микротвердость  $H$  измерялась на приборе ПМТ-3 при нагрузках 20-50 граммов.

Установлено, что для неотожженных фольг молибдена имеет место некоторое подобие дозовых зависимостей относительных изменений  $H$  (т.е.  $\Delta H/H_0$ ) при двух видах облучения. (Доза для ионного и фотонного облучения измеряется в одних и тех же единицах – в Дж/см<sup>2</sup>). В случае отжига исходных фольг при температуре 900°C, близкой к температуре рекристаллизации, степень подобия возрастает. Для пермаллоя указанное подобие значительнее уже в отсутствие отжига. Эти закономерности связаны с влиянием структурного совершенства материалов.

После фотонного облучения наблюдается релаксация  $\Delta H/H_0$  (спад  $\Delta H/H_0$  до нуля за время порядка десяти минут). Предварительные отжиги фольг молибдена при 900°C увеличивали как амплитуду изменений  $\Delta H/H_0$  при засветке, так и регулярность повторений  $\Delta H/H_0$  при фотоциклировании (облучение – релаксация – облучение). Для всех исследованных материалов времена релаксации уменьшаются с ростом температуры окружающей среды. По зависимостям характерного времени релаксации от температуры (20-100°C) найдены энергии активации процесса ( $\sim 0,2$  эВ), которые оказались близкими к типичным значениям энергий диффузии собственных междоузельных атомов. Обсуждаются модель дальнего действующего влияния облучения на микротвердость и модель релаксации.

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России" (грант ур.02.01.012).

# ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ХАЛЬКОПИРИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $\text{Cu}(\text{InGa})\text{Se}_2$ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ

А.В. Мудрый<sup>1)</sup>, А.В. Иванюкович<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В.С. Черныш<sup>2)</sup>,  
М.В. Якушев<sup>3)</sup>, Я.В. Феофанов<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики твёрдого тела и полупроводников НАНБ, Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Университет Стратклайд, Глазго, Великобритания

В последние годы значительно возрос интерес к модификации тонких плёнок халькопиритных соединений  $\text{CuInGaSe}_2$  (CIGS) с использованием протонного облучения. Этот интерес стимулируется разработкой высоко эффективных солнечных элементов (к.п.д.  $\sim 19\%$ ), в том числе и работающих в космосе в условиях радиационного облучения /1,2/, на основе этих прямозонных полупроводников ( $E_g \sim 1.04$  эВ для  $\text{CuInSe}_2$  и  $E_g \sim 1.73$  эВ для  $\text{CuGaSe}_2$ ).

В настоящей работе с использованием селективного оптического метода – люминесценции, проведен анализ процессов радиационного дефектообразования в тонких плёнках CIGS ( $\sim 1$  мкм) при облучении протонами с энергией 500 кэВ в диапазоне доз  $10^{13} - 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Исследование люминесценции CIGS плёнок позволило впервые установить природу основных радиационных дефектов, возникающих при облучении протонами. Было выявлено различие в типе дефектов, создаваемых при облучении, в зависимости от технологических условий, выращивания пленок и их стехиометрического состава. Элементный состав (Cu, In, Ga, Se) определялся с использованием сканирующей электронной оже спектроскопии и локального рентгеноспектрального анализа. Обнаружено образование различных дефектов с глубокими энергетическими уровнями ( $\sim 0.2 - 0.6$  эВ) при ширине запрещённой зоны соединений CIGS, изменяющейся в интервале 1.1 - 1.4 эВ, в зависимости от элементного состава исходных пленок. Обсуждается электронная и геометрическая структура основных оптически активных дефектов и предложена модель процесса дефектообразования в соединениях CIGS при протонном облучении. Объясняются причины высокой радиационной стойкости соединений CIGS и солнечных батарей на их основе. Работа выполнена при поддержке INTAS в рамках проекта № 01-283.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Contreras M.A., Egass B., Ramanathan K. *et al.* // Prog. Photovoltaic, 1999, V. 311, P. 316
2. Messenger S., Walters R., Summers G. *et al.* // Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow, UK, 2000, P. 974

# ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В ХАЛЬКОПИРИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СОЕДИНЕНИИ $\text{CuInSe}_2$ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ.

А.В. Мудрый<sup>1)</sup>, А.В. Иванюкович<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В.П. Петухов<sup>2)</sup>,  
М.В. Якушев<sup>3)</sup>, Я.В. Феофанов<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики твёрдого тела и полупроводников НАНБ, Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Университет Стратклайд, Глазго, Великобритания

Халькопиритное полупроводниковое соединение  $\text{CuInSe}_2$  (CIS) относится к перспективным материалам пригодным для создания высокоэффективных (к.п.д.  $\sim 13 - 15\%$ ) солнечных фотопреобразователей. Считается, что, по сравнению с другими известными полупроводниками (Si, GaAs, InP, AlGaAs и т.д.), это соединение обладает повышенной радиационной стойкостью, поскольку изменение параметров материала и солнечных элементов на их основе начинается при относительно высоких дозах облучения  $> 10^{17} \text{ см}^{-2}$  для электронов с энергиями  $\sim 1 - 3 \text{ МэВ}$  /1,2/. В настоящей работе исследовано изменение оптических характеристик (люминесценция при 4.2 - 78 К) монокристаллов CIS высокого качества и структурного совершенства при облучении электронами с энергией 4 МэВ в диапазоне доз  $\sim 10^{15} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Эксперименты показали, что в отличие от /1,2/ заметные изменения в оптических спектрах люминесценции при 4.2 К начинаются при значительно меньших дозах  $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Облучение электронами дозами  $\sim 5 \cdot 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$  сильно уменьшает интенсивность полос люминесценции, связанных со свободными и примесными экситонами в области края фундаментального поглощения, и одновременно с этим в оптических спектрах при 4.2 К проявляются новые полосы люминесценции 1.03, 1.01, и 0.99 эВ, обусловленные образованием различных радиационных дефектов. Эксперименты показали, что интенсивность новых полос люминесценции линейно возрастает с дозой вплоть до  $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . По мере увеличения дозы облучения в примесной области  $< 1.04 \text{ эВ}$  происходит значительная трансформация спектров, отражающая кинетику перестройки собственных дефектов и изменения характера их взаимодействия между собой и остаточными технологическими примесями. Обсуждаются возможные модели радиационных дефектов в соединениях CIS высокого качества и эффекты, обуславливающие радиационную стойкость халькопиритных полупроводников. Работа выполнена при поддержке INTAS в рамках проекта № 01-283.

## ЛИТЕРАТУРА.

1. Yamaguchi M. // J. Appl. Phys., 1995, v. 73, p. 1476
2. Tanaka T., Ohshima T., Itoh H. et al. // Jpn. J. Appl. Phys., Suppl. 39-1, 2000, v. 39, p. 192

# МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ МОНОСЛОЙНОГО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ПОКРЫТИЯ КОМПРЕССИОННЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКОМ

Н.Т.Квасов<sup>(1)</sup>, Л.А.Данилюк<sup>(1)</sup>, А.В.Пуныко<sup>(1)</sup>, В.В.Углов<sup>(2)</sup>, В.М.Анищик<sup>(2)</sup>,  
Н.Н.Черенда<sup>(2)</sup>, Ю.В.Свешников<sup>(2)</sup>, В.М.Асташинский<sup>(3)</sup>, Е.А.Костюкевич<sup>(3)</sup>,  
А.М.Кузьмицкий<sup>(3)</sup>.

<sup>(1)</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

<sup>(2)</sup>Белорусский Государственный Университет, Минск, Беларусь

<sup>(3)</sup>Институт Молекулярной и Атомной Физики НАН РБ, Минск, Беларусь

Воздействие компрессионного потока плазмы с введением в него металлической компоненты приводит к формированию на поверхности кремния монослоя, состоящего из сцепленных друг с другом сферических металлосодержащих частиц, размер которых составляет 100–150 нм /1/.

Предложен механизм воздействия сверхзвукового компрессионного плазменного потока с мишенью, приводящего к образованию ударно-сжатого приповерхностного слоя плазмы и слоя испаренного материала. Металлические частицы, полученные в результате микровзрыва проволоки, накапливаются в приповерхностном слое, будучи отрицательно заряженными. В силу высокой концентрации плазмы у поверхности в испаряемой оболочке происходят процессы, характерные для пылевой плазмы: рост частиц, образование плазменных пылевых структур (пылевых кристаллов, пылевых облаков, или плазменно-пылевых капель) за счет наличия коллективного притяжения одноименно заряженных пылевых частиц /2/. Образовавшаяся система пылевых частиц выпадает на поверхность на заключительной стадии процесса вместе с распадом плазменного слоя.

Получены оценки концентрации и температуры плазмы испаряемой оболочки мишени, размера и заряда пылевых частиц, их концентрации, коэффициента диффузии пылевых частиц, параметров потенциала притяжения между ними, а также выведено уравнение, с помощью которого получены оценки параметров порядка, характеризующих фазовые переходы при росте пылевых частиц и образовании пылевых плазменных конфигураций.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Astashynski V.M.et al. // Abstracts of 5<sup>th</sup> Int. Conf. of Ion implantation and other applications of ions and electrons. – Lublin: Wydawnictwo UMCS, 2004, p. 161
2. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН, 2004, т. 174, с. 495

# МОДИФИКАЦИЯ СИСТЕМЫ "ПОКРЫТИЕ-ПОДЛОЖКА" ПОД ВЛИЯНИЕМ КОМПРЕССИОННЫХ 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>, А.В. Ковязо<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

Обработка компрессионными плазменными потоками (КПП) является новым и перспективным методом модификации свойств материалов /1-3/. Воздействие КПП на систему "покрытие-подложка" позволяет создавать модифицированные слои толщиной несколько десятков микрометров, содержащие элементы как покрытия, так и подложки за счет расплавления, жидкофазного перемешивания обоих компонентов и затвердевания полученной системы.

В настоящей работе исследовалась структура и механические свойства системы цирконий-сталь, подвергнутой воздействию КПП. плазменный поток азота характеризовался длительностью разряда  $\sim 100$  мкс, скоростью плазменных образований –  $(5\div 6)\cdot 10^6$  см/с, концентрацией электронов плазмы –  $(4\div 7)\cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, плотностью энергии – 13 Дж/см<sup>2</sup>, давлением и температурой плазмы – 1.5 МПа и 2÷3 эВ, соответственно. Покрытия Zr толщиной  $\sim 1.5$  мкм наносились на углеродистую (СТЗ) и быстрорежущую (Р6М5) стали методом вакуумно-дугового осаждения. Фазовый и элементный состав и микроструктуру обработанных образцов изучали методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), рентгеноструктурного анализа (РСА) и оже-электронной спектроскопии (ОЭС).

Выбранная энергия воздействия при различных количествах импульсов плазмы приводит к частичному или полному (однородному) перемешиванию. После обработки системы "цирконий – углеродистая сталь" формируется слой толщиной до 15 мкм, содержащий как цирконий, так и железо. В поверхностный слой внедряется  $\sim 40$  ат.% азота. РСА исследованиями установлено наличие в модифицированном слое нитрида циркония с преимущественной ориентацией (111) и твердых растворов на основе  $\alpha$ - и  $\gamma$ -железа. Легирование углеродистой стали цирконием под действием КПП приводит к улучшению механических свойств поверхностных слоев: увеличению микротвердости в 4 раза и уменьшению коэффициента трения в 3 раза. В работе рассмотрены механизмы модификации механических свойств системы "цирконий-сталь", основанных на структурно-фазовых преобразованиях, происходящих в результате воздействия концентрированных потоков энергии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Uglov V.V., Anishchik V.M. et al. // Surf. Coat. Tech, 2004, v. 180-181, p. 108
2. Углов В.В., Анищик В.М. и др. // ФХОМ, 2004, №4, с. 37
3. Углов В.В., Анищик В.М. и др. // ФХОМ. 2004, №5, с. 44

# ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА НА РАЗ- МЕРЫ ОБЛАСТЕЙ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕ- СКИХ МАТЕРИАЛОВ

Т.В. Панова, В.С. Ковивчак, В.И. Блинов, Р.Б. Бурлаков  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Мощные ионные пучки (МИП) являются перспективным средством для исследования поведения вещества в экстремальных условиях, что связано с возможностью получения максимального энерговыклада в мишень за минимально короткое время. При проникновении МИП в мишень ее поверхностный слой быстро нагревается до высоких температур, создавая значительные градиенты температуры [1]. Величина градиента температуры зависит от параметров пучка и теплофизических свойств материала, и в первую очередь от теплопроводности. Импульсный характер воздействия МИП определяет высокие скорости нагрева и охлаждения мишени. Воздействие МИП сопровождается высокоскоростным и неоднородным разогревом материала, приводящим к возникновению упругих напряжений и деформации мишени. Результатом такого воздействия являются искажения кристаллической решетки вследствие пересыщения легирующими элементами, примесями и дефектами структуры, измельчение структурных элементов, возникновение упругих искажений в решетке и т.д. Все это в свою очередь может привести к увеличению твердости и прочности материалов мишени.

В настоящей работе были проведены исследования изменения степени дисперсности при облучении МИП ряда чистых металлов (Al, Cu, Zn, Mg, Ni) и сплавов – титана (BT-6, BT-8); сталей (ЭП517-Ш, 12ХН3А, ХВГ, СТ20, СТ45) и композиционного материала САП-2 на основе алюминия. Интерес к исследованию степени дисперсности поликристаллических металлов и сплавов обусловлен зависимостью ряда свойств от размеров частиц. Обработка образцов протон-углеродным пучком проводилась на ускорителе "Темп". Степень дисперсности оценивалась по измерению размеров областей когерентного рассеяния (ОКР) при дифрактометрических исследованиях на дифрактометре ДРОН-3М. Размер областей когерентного рассеяния  $D$  и микроискажения кристаллической решетки  $\Delta d/d$  определяли методом аппроксимации. Установлено, что для разных материалов мишени облучение МИП приводит к различным размерным эффектам. Проводится анализ полученных данных с учетом особенностей атомно-кристаллического строения, теплофизических и химических характеристик материалов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А., Якушин В.Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. – М.: Издательский дом "Круглый год", 2001, с. 528.

# СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В МЕДНЫХ СПЛАВАХ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, В.И. Блинов, Р.Б. Бурлаков  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Воздействие концентрированных потоков энергии на сплавы на основе меди имеет не только чисто научный, но и практический интерес с точки зрения модификации свойств изделий из этих широко используемых в промышленности сплавов. В настоящее время наибольшее число работ посвящено изучению воздействия импульсного лазерного излучения на латунь [1,2]. Выбор латуни обусловлен не только ее широким применением в технике, но и наличием в ней компонент с сильно различающимися термодинамическими параметрами (медь и цинк), что позволяет более детально исследовать процессы взаимодействия излучения с веществом. Обнаружено, что при импульсном лазерном воздействии происходит обеднение поверхностного слоя легколетучей компонентой (цинком). В настоящей работе проведено исследование особенностей воздействия мощного ионного пучка на медные сплавы (латуни, бронзы), содержащие легколетучие компоненты с низкой температурой плавления (цинк, свинец, олово). Облучение проводилось на ускорителе "Темп" со следующими параметрами: состав пучка - 30% протонов и 70% ионов углерода; энергия - 300 КэВ; плотность тока - до 150 А/см<sup>2</sup>; длительность - 50 нс. В экспериментах варьировались как плотность ионного тока при облучении, так и число импульсов облучения. Образцы представляли собой диски диаметром 20 мм и толщиной 3 мм, что существенно превышает пробег ионов пучка в данном материале. Установлено, что во всем исследованном диапазоне плотностей тока (50-150 А/см<sup>2</sup>) наблюдается увеличение шероховатости поверхности, образование кратеров и выделение на поверхности легирующих компонент, легко наблюдаемых методами оптической микроскопии. Обнаружено, что степень шероховатости, вид и плотность образующихся кратеров зависит от типа легирующей примеси. Влияние параметров облучения на структурно-фазовую модификацию приповерхностных слоев медных сплавов изучалось с помощью рентгеновского дифрактометра "ДРОН-3М".

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mermet J.M., Gagean M. //Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 1998. 53. P. 581.
2. Leach A.M., Hieftje G.M. //JAAS: Journal of Analytical Spectrometry. 2002. 17. P. 852.

# ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА НА СИСТЕМУ SiO<sub>2</sub>/Si-ПОДЛОЖКА

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Р.Б. Бурлаков  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Интерес к изучению воздействия концентрированных потоков энергии на систему диэлектрик-полупроводник обусловлен возможностью их применения для создания устройств нанoeлектроники. Наиболее изучено воздействие импульсного лазерного излучения на подобные системы, приводящее к возникновению на поверхности периодических волнообразных структур [1,2]. Несмотря на это, до сих пор не определены однозначно механизмы, ответственные за их формирование. В настоящей работе впервые исследованы морфологические изменения, происходящие в системе SiO<sub>2</sub>/Si- подложка. В качестве подложки использовался кремний n-типа с удельным сопротивлением 10 ом·см. Слой SiO<sub>2</sub> выращивался термически в течение 3 часов при температуре отжига 1150° С. Облучение проводилось на ускорителе "Темп" со следующими параметрами: состав пучка 30% протонов и 70% ионов углерода; энергия - 300 КэВ; плотность тока - до 150 А/см<sup>2</sup>; длительность - 50 нсек. В экспериментах варьировались как плотность тока при облучении, так и число импульсов облучения. Установлено, что облучение мощным ионным пучком системы SiO<sub>2</sub>/Si приводит к образованию волнообразной картины на поверхности с периодом до 20 микрон. При этом многократное облучение исследуемой системы не приводит к изменению характера волнообразной периодической структуры, как это наблюдается при воздействии излучения эксимерного лазера [3]. В то же время многократное (> 2 импульсов) облучение структуры SiO<sub>2</sub>/Si-подложка мощным ионным пучком с плотностью 150 А/см<sup>2</sup> приводит к локальному разрушению в виде откола отдельных фрагментов от поверхности подложки. В исследованном диапазоне плотностей ионного тока наблюдается уменьшение толщины пленки SiO<sub>2</sub>, связанное с испарением и распылением этой пленки под действием мощного ионного пучка. Полученные результаты проанализированы с точки зрения механизмов образования волнообразных структур в системе SiO<sub>2</sub>/Si- подложка при облучении импульсными лазерами с различными длинами волн. Показано, что наблюдаемые при воздействии мощного ионного пучка волнообразные периодические структуры не могут однозначно объясняться возбуждением капиллярных волн на границе раздела SiO<sub>2</sub> –расплав Si и последующим их затвердеванием.

## ЛИТЕРАТУРА

3. Yu J.J., Zhang J.Y., Boyd I.W., Lu Y.F. //Appl. Phys. 2001. A 72. P. 35.
4. Kerr N.C., Omar B.A., Clark S.E., Emmony D.C. //J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. P. 884.
5. Lu Y.F., Choi W.K. // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. P. 7052.

## ФОРМИРОВАНИЕ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СТРУКТУР Pt/Si С ПРИМЕНЕНИЕМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В.Ю.Фоминский<sup>1)</sup>, Р.И.Романов<sup>1)</sup>, Г.А.Киселев<sup>1)</sup>, В.С.Куликаускас<sup>2)</sup>

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

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

В работе исследуется оригинальная методика ионной имплантации платины в кремний, которая представляет определенный интерес для создания датчиков водорода [1]. В момент разлета плазмы из Pt-мишени, инициированной интенсивными лазерными импульсами, на обрабатываемую подложку прикладывался высоковольтный импульс отрицательной полярности, а распыляемая мишень поддерживалась при нулевом потенциале. Ионы из лазерной плазмы ускорялись в промежутке между мишенью и подложкой до достаточно высокой энергии, обеспечивающей ионно-имплантационную обработку и/или ионно-ассистированное осаждение тонко-пленочных покрытий.

Приводятся результаты экспериментальных исследований токовых и дозовых характеристик ионно-имплантационного процесса при варьировании условий обработки: времени включения высоковольтного импульса, ориентации подложки относительно потока лазерной плазмы. Внедрение и осаждение атомов платины контролировалось последующим измерением спектров обратного резерфордского рассеяния ионов.

Проведено моделирование процессов методом "частиц в ячейках" [3]. Разработанная программа позволяла прогнозировать энергетический спектр имплантируемых ионов в зависимости от реализуемых технологических условий. Расчетное энергетическое распределение ионов использовалось для моделирования глубинного профиля платины в кремнии с учетом расчета для моноэнергетического пучка по программе SRIM. Экспериментально измеренный профиль несколько отличался от теоретического. Это могло быть обусловлено следующими факторами: осаждением нейтральной компоненты и ее ионным перемешиванием, присутствием в лазерной плазме многозарядных ионов, различием одномерно моделируемого и реально трехмерного разлета.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Grosh R.N., Tobias P., Golding B. // Mat .Res. Soc. Symp., 2003, v. 742, p. K7.5.1 - K7.5.8.
2. Fominski V.Yu., Nevolin V.N., Romanov R.I., Smurov I., J. Appl. Phys., 2001, v.89, p. 1449-1457.
3. Неволин В.Н., Гнедовец А.Г., Фоминский В.Ю., Кошманов В.Е., Шарфф В., Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2004, 3(56), с. 28-38.

## СКАЛЫВАНИЕ СЛОЯ SI В ИМПЛАНТИРОВАННОМ ВОДОРОДОМ (100) КРЕМНИИ, ИНИЦИИРУЕМОЕ (111) ДЕФЕКТАМИ ВИДА $[H_2^*]_N^D$

В.П. Попов<sup>1)</sup>, Л.Н. Сафронов<sup>1)</sup>, М.Б. Ильницкий<sup>1)</sup>, А.Ф. Тулинов<sup>2)</sup>, Г.П. Похил<sup>2)</sup>,  
В.Б. Фридман<sup>2)</sup>

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

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

Исследована структура и морфология поверхности образцов кремния после скалывания водородом с помощью анализа угловой зависимости выхода ядер отдачи (протонов) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Показано, что экспоненты шероховатости  $\alpha$  (100) поверхностей, полученных водородным скалыванием, характеризуются величиной в том же интервале значений  $0,4 < \alpha < 0,9$  и зависят от положения образца по отношению к фронту скалывания. Фронт скалывания, в свою очередь, ориентирован на микроскопических участках вдоль направлений (110), а границы фронта являются комбинацией направлений (210), (730) и других высокоиндексных ориентаций. Ориентированные участки могут возникать при пересечении наклонных плоских дефектов (111) с плоскостью расслоения (100), которые являются центрами зарождения микротрещин, параллельных поверхности расслоения (100) и ограненных другими плоскостями, например, (112) или (337).

Рассмотрены микроскопические модели формирования микротрещин, а также термо- и механохимического скалывания в кремнии, и из анализа ориентационных эффектов для выхода ядер отдачи (протонов) определены положения атомов остаточного водорода в решетке кремния после переноса скалываемого слоя на окисленную подложку КНИ структуры. Сравнением модельных расчетов и угловых зависимостей выхода ядер отдачи вдоль осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 1-10 \rangle$  показано, что основным плоским дефектом в кристалле (100) Si, имплантированном ионами водорода дозами свыше  $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и отожженном при  $350 - 450^\circ \text{C}$ , является структура  $[H_2^*]_n^2$ . Эта структура сохраняется после термического скалывания только в двух из четырех плоскостей  $\{111\}$ , ось пересечения которых с поверхностью перпендикулярна фронту скалывания в направлении  $[110]$ . Результаты анализа выхода протонов вместе с данными АСМ, ПЭМ и ИК-спектроскопии позволяют предложить модель формирования поверхностей скола. Показано, что основным структурным элементом плоского (100) дефекта является (110) цепочка из четырех атомов кремния вида  $(SiH_2)_4$  или  $[H_2^*]_4$  дефект, который формируется в условиях отжига дефектов и релаксации напряжений, характерных для имплантированных водородом пластин кремния (100). Поскольку никаких новых позиций в решетке кроме подобных  $[H_2^*]_n$  по данным каналирования и регистрации ядер отдачи мы не наблюдали, естественно предположить, что возможным структурным элементом плоского (100) дефекта является такая же, как и для плоскостей  $\{111\}$ ,  $\langle 110 \rangle$ -цепочка дефектов, только укороченная -  $[H_2^*]_4$ .

## ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗЫ ДИГИДРИДА КРЕМНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ МОДИФИКАЦИЯХ КРЕМНИЯ, ПЕРЕСЫЩЕННОГО ВОДОРОДОМ И ДЕФЕКТАМИ.

В.П.Попов, А.К. Гутаковский, О.В.Наумова, Л.Н.Сафронов, А.В.Талочкин,  
И.Е.Тысченко

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Использование высокодозной ( $3 \div 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) имплантации водорода высокого давления и температуры (при быстрой термообработке) приводит к формированию смеси различных фаз: нанокристаллов кремния, объёмной фазы дигидрида кремния, разупорядоченной фазы и нанопор в имплантированном слое. Полученные гетероструктуры подобны гетероструктурам пористого "кремния-на-кремнии" и обладают: оптической шириной запрещенной зоны 2,0 – 2,4 эВ; интенсивной зеленой фотолюминесценцией; выпрямляющими свойствами с коэффициентом выпрямления  $10^3 - 10^4$  и низкой плотностью состояний  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  вблизи уровня Ферми. На границе с аморфным приповерхностным слоем формируется слой с нанокристаллами кремния с различной ориентацией, сопряженными тем или иным способом с кристаллической матрицей. Размеры кристаллических областей после отжига при  $400^\circ\text{C}$  составляют 2-4 нм, а при  $800^\circ\text{C}$  - 50-100 нм. Способы сопряжения нанокристаллов в слое кремния с водородом проанализированы с помощью Фурье-фильтрации изображений ВРЭМ от разупорядоченной фазы.

Анализ фильтрованных изображений ВРЭМ показал, что отношение межплоскостных расстояний эпитаксиальной фазы к межплоскостным расстояниям разориентированных областей составляет  $3:5 \cong 3^{-1/2}$  и соответствует отношению  $D_{220} : D_{111}$  или  $D_{224} : D_{220}$  межплоскостных расстояний решетки кремния. Показано, что только дефекты типа  $[\text{H}_2^*]_n^2$  обеспечивают одновременное наблюдение плоскостей (110), (111) и (112), поскольку Si-Si связи в этом дефекте ориентированы по направлению  $\langle 117 \rangle$ , отстоящему от ориентации (100) на небольшой угол  $\sim 7^\circ$ . После отжига под давлением при температуре 650 -  $800^\circ\text{C}$ , по-видимому, формируются трехмерные кристаллиты  $[\text{H}_2^*]_n^2$ , в которых плоские (111) дефекты располагаются в каждой третьей плоскости (111) внутри усеченных пирамид. В пользу подобного расположения плоскостей  $[\text{H}_2^*]_n^2$  говорят характерные изменения интенсивности плоскостей (220) на ВРЭМ изображении, а также наблюдение утроенного периода плоскостей (224), совпадающего с характерным размером цепочки  $[\text{H}_2^*]_2^2$  в (100) дефекте толщиной 0,4 нм.

Формирование дефектов  $[\text{H}_2^*]_n^2$  является доминирующим процессом во всех структурных модификациях кремния, пересыщенных водородом и дефектами. В слоях с водородом при термообработках могут образовываться в зависимости от режимов протяженные структурные дефекты: частичные дислокации или двойниковые микроламеллы, залегающие в плоскости скольжения (111), а также микродвойниковые кристаллиты (111), (110) и другие, когерентно или частично сопряженные с матрицей.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ МЕТАЛЛ- ВОДОРОД ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, Ю.И. Тюрин, И.П. Черданцев  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В докладе обсуждаются результаты исследований воздействия ионизирующего излучения на системы металл- водород. Водород, занимая регулярные положения в металле, образует собственную водородную подсистему. Энергия, вносимая в процессе радиационного воздействия, аккумулируется водородной подсистемой, в результате чего атомы водорода приобретают энергию на порядки большую, по сравнению с атомами матрицы металла, и водород начинает интенсивно мигрировать и выходить из металла при комнатной температуре и ниже. Движение водорода стимулирует диффузию примесных атомов, дефектов. Достоверность явления подтверждается многочисленными экспериментальными фактами: выходом водорода из металлов и сплавов при комнатной температуре и ниже; сверхлинейной зависимостью скорости выхода водорода из металлов от концентрации водорода и интенсивности излучения; выходом водорода при облучении пучком электронов малого размера ( $\varnothing$  электронного пучка  $\ll \varnothing$  образца); выходом водорода из металлов в атомарном и молекулярном состояниях (при нагревании водород выходит из металла только в молекулярном состоянии). В связи с тем, что ионизирующее излучение в твёрдом теле теряет свою энергию при ионизации и возбуждения атомов, то для понимания процесса аккумуляции водородом энергии излучения необходимо изучить особенности электронной структуры соединений металл- водород. С этой целью были выполнены "первопринципные" расчёты электронных состояний Ti и TiH, Pd и PdH.

Расчёт проводился методом линеаризованных присоединенных плоских волн (ЛППВ) в скалярно-релятивистской версии. Ограничение на форму потенциала накладывалось только внутри МТ-сфер, где потенциал выбирался сферически симметричным.

Установлено, что присутствие водорода в металле приводит к появлению дополнительной ковалентной составляющей сил связи и, как следствие, к появлению энергетической щели, отделяющей связывающие состояния от антисвязывающих, и к достаточно большому времени жизни электронных состояний (в отличие от кристаллов с чисто металлическим типом связывания). Кроме того, обнаружено, что присутствие водорода в металле приводит к увеличению поглощения энергии внешнего воздействия (облучения). Таким образом, растворяя водород, металл приобретает следующие свойства: 1) повышается способность его электронной подсистемы поглощать энергию облучения; 2) появляются состояния, способные аккумулировать на некоторое время эту энергию.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОДОРОДА С ДЕФЕКТАМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ НАСЫЩЕНИИ, ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, Ю.И. Тюрин, А.М. Лидер,  
Г.В. Гаранин, О.В. Бояринов  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В докладе представлены результаты исследования взаимодействия ионизирующего излучения с дефектами кристаллической решетки металлов, содержащих в качестве примеси водород. Исследования проводили с применением комплекса атомных (ВИМС, термостимулированная и радиационно-стимулированная десорбция) и ядерно-физических методов (РОР, метод ядер отдачи) анализа водорода и дефектов [1]. В дополнение к этим методам в работе использованы неразрушающие акустические методы: метод акустической эмиссии (АЭ) и метод определения потерь энергии акустических волн и метод измерения скорости звуковых волн. При пластической деформации снижение скорости звука можно связать с увеличением плотности дислокаций в ходе пластического течения. Кроме того, акустические параметры меняются при введении в металл водорода. Нами установлено, что при пластической деформации, радиационном воздействии и наводороживании наблюдается сложная картина динамических изменений акустических параметров, вызванная нерегулярными изменениями структуры металлов. Эти положения в докладе проиллюстрированы результатами измерений акустических параметров в цикле последовательных операций, произведенных над серией пластически деформированных стальных образцов, включающих электролитическое насыщение образца водородом (при плотности тока  $0,1 - 1 \text{ А/см}^2$ ), выдержку (старение) при комнатной температуре и облучение образцов рентгеновскими квантами. Представлена феноменологическая модель, объясняющая полученные экспериментальные результаты. Плавное увеличение скорости звука на начальной стадии наводороживания вызвано закреплением дислокационных линий атомами водорода и вакансионными дефектами, возникающими при насыщении образцов водородом. Радиационное воздействие приводит к разрыву связей водорода с мелкими вакансионными дефектами и дислокациями, что приводит к выходу водорода из металла. Идут процессы снятия стопоров с дислокаций, в результате чего их подвижность возрастает, что приводит к резкому снижению скорости звука. Полученные результаты сравниваются с данными об уровне структурных дефектов, полученных методами позитронной аннигиляции, оптической и растровой микроскопии, а также с результатами, полученными методом АЭ и методом измерения потерь энергии акустических волн в насыщенных водородом металлах.

1. Чернов И.П., Черданцев Ю.П., Тюрин Ю.И. Методы исследования систем металл-водород. – М.: Энергоатомиздат, 2004, с. 270

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ВОДОРОДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИИ

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

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

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

Одним из наиболее современных неразрушающих методов исследования дефектов водородного происхождения является метод электрон-позитронной аннигиляции. Позитроны широко применяются в качестве чувствительного инструмента для изучения вещества. Возможность использования позитронов для исследования вещества основывается на их способности аннигилировать с электронами среды с испусканием жестких  $\gamma$ -квантов, которые могут быть зарегистрированы приборами. Изучение дефектов базируется на переходе в локализованное состояние позитронов при захвате их дефектами. Снижение электронной плотности в области дефектов определяет характеристики аннигиляционного процесса. Время жизни позитронов в локализованном состоянии позволяет судить о типе и размере дефектов. В работе использовался метод анализа временного распределения аннигиляции позитронов. Для обработки временных спектров использовался программный пакет positronfit[1]. Методом ЭПА проведены исследования воздействия водорода, пластической деформации и радиационной обработки титана VT1-0, нержавеющей стали AISI316, стали 65Г. Исследование взаимодействия водорода с указанными материалами методом ЭПА позволили установить закономерности образования дефектов при внедрении водорода.

В докладе обсуждается накопление дефектов с ростом концентрации водорода, взаимодействие водорода с дефектами и кластерными структурами при деформации материала, проводимой как до, так и после внедрения водорода, изменение механических характеристик в результате воздействия водорода. Так же обсуждаются режимы и результаты радиационного воздействия на водородсодержащие материалы, в частности, эффект снижения дефектности на водородсодержащих образцах под действием рентгеновского облучения.

1. R. Unger. POSIT. Programm zur Erfassung und Auswertung von Positronen-annihilationspektren. Benutzerhandbuch. Halle, Saale (1994).

# ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АНОДНОЙ ХИМИКО-ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ТИТАНА

П.Н.Белкин<sup>1)</sup>, А.М.Борисов<sup>2)</sup>, В.Г.Востриков<sup>2)</sup>, И.Г.Дьяков<sup>1)</sup>, Е.А.Романовский<sup>2)</sup>,  
М.В.Серков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Костромской государственной университет им. Н.А.Некрасова,  
г. Кострома, Россия

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

Работа посвящена применению спектрометрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) для элементного анализа модифицированных поверхностных слоёв. Максимальная энергия ускоряемых протонов составляла 7,8 МэВ, дисперсия энергии пучка – не более 60 кэВ, максимальный использованный в данной работе ток пучка ~50 нА. Для получения количественной информации о концентрационных профилях элементов в поверхностных слоях материала использован программный комплекс "NBS". Анализу подвергались цилиндрические образцы титана ВТ1-0 диаметром 8 мм, прошедшие анодную химико-термическую обработку (АХТО) в водном электролите. состав электролита 10 (вес. %) хлорида аммония и 5 (вес. %) аммиака в качестве азотсодержащего компонента. Глубина погружения образцов – 10 мм. продолжительность нагрева составляла 5 мин, температура – от 650 до 780°C.

Найденные концентрационные профили азота и кислорода уверенно отражают ускорение диффузионных процессов с ростом температуры в изученном интервале. Наибольшее проникновение азота и кислорода (35 мкм) отмечено после обработки при 780 С, как и наивысшая поверхностная концентрация азота, составляющая 15 ат. %. При температуре 650 С диффузионные процессы подавлены, поэтому слой содержит небольшое количество азота и кислорода. Полученные результаты частично соответствуют известным данным [1,2]. Рентгенографическое исследование титана, подвергаемого аналогичной АХТО при более высоких температурах, позволяет обнаружить линии нитрида TiN и оксида TiO<sub>2</sub>, согласно оценкам толщина слоя TiN значительно меньше 1–2 мкм. Спектрометрия ЯОР протонов даёт информацию о толщине слоя твёрдых растворов азота и кислорода, но не подтверждает наличие нитридов или оксидов титана. Скорее всего, это связано с их отсутствием в изученном температурном интервале, либо очень малой толщиной.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Блащук В.Е., Карета Н.М., Оноприенко Л.М. и др. // Электронная обработка материалов. 1986, № 3, с. 20.
2. Блащук В.Е., Лавровская И.Б., Оноприенко Л.М. и др. // Электронная обработка материалов. 1989. №5, с. 18.

# ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ДЕЙТРОНАМИ НА АРСЕНИД ГАЛЛИЯ

А.П. Мамонтов, Б.В. Чахлов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия  
НИИ интроскопии при Томском политехническом университете, г. Томск, Россия.

На современном этапе развития твердотельной электроники арсенид галлия находит большое применение [1]. При разработке и изготовлении интегральных микросхем на основе арсенида галлия проводится облучение протонами различной энергии для создания межэлементной изоляции. Однако, при облучении протонами создаются слои полуизолирующего арсенида галлия, имеющие недостаточную термическую стабильность. Это приводит к уменьшению удельного сопротивления созданных слоев арсенида галлия при последующих высокотемпературных технологических операциях. Для повышения термической стабильности межэлементной изоляции интегральных микросхем более перспективным является облучение структур дейтронами с последующим отжигом. Проводилось облучение структур на ионно-лучевой установке "Везувий -1" дейтронами с энергией 75-150 кэВ при плотности тока  $0,2 \text{ мкА/см}^2$  и температуре 300 К. В процессе облучения проводились измерения зависимости сопротивления арсенида галлия от интегрального потока дейтронов. Установлено, что характер изменения сопротивления арсенида галлия от интегрального потока дейтронов аналогичен данной зависимости при облучении арсенида галлия протонами. Однако прыжковая проводимость наблюдается при более высоких интегральных потоках дейтронов, что свидетельствует о различном характере накопления радиационных дефектов при облучении протонами и дейтронами. Термическая обработка облученных структур арсенида галлия показала, что сопротивление не изменяется до  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ , тогда как при облучении протонами оно остаётся неизменным до  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ . При этом токи утечки не превышали  $10^{-9} \text{ А}$ . Методом нестационарной емкостной спектроскопии на диодных структурах с барьером Шоттки проводились измерения концентрации вводимых при облучении дефектов. Диодные структуры изготавливались на эпитаксиальных слоях арсенида галлия п-типа с концентрацией носителей заряда  $(2-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  напылением титана. Измерения показали, что при облучении дейтронами превалирует глубокий центр Е5 по сравнению с центрами Е2 и Е3. Центр Е5 является сложным дефектом, в состав которого входит вакансия галлия и единичный донорный центр в середине запрещенной зоны. Центр Е5 имеет наибольшую термическую стабильность, что обеспечивает высокую термическую стабильность полуизолирующих слоев арсенида галлия, полученных при облучении дейтронами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мильвидский М.Г., Уфимцев В.Б. // Неорганические материалы, 2000, т. 35, с. 360.

# ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ОБРАЗЦОВ ПОЛИИМИДА ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.Я. Колот, В.И. Сухоставец  
Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
Харьков, Украина

Исследования изменений свойств полимеров под облучением необходимы для прогнозирования поведения полимерных материалов в экстремальных условиях (космическое пространство, атомная энергетика), а также при модификации таких материалов для улучшения механических свойств. В настоящей работе исследовалось изменение стехиометрии состава приповерхностного слоя образцов полиимида марки ПМ при облучении ускоренными протонами. Облучение проводилось на ускорителе "Сокол" при таких условиях: энергия протонов – 440 кэВ; плотность тока пучка на мишени – 0,5 мкА/см<sup>2</sup>. Состав облученного слоя контролировался *in situ* с помощью RBS спектроскопии ионов гелия при энергии 1,8 МэВ. Типичные спектры RBS представлены на рис.1. Показано, что под действием протонного облучения в диапазоне доз 10<sup>15</sup>...10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup> элементный состав приповерхностного слоя образцов постепенно изменяется. Установлена зависимость содержания кислорода в облученном слое полиимида от дозы облучения. При дозе 10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup> наблюдается уменьшение содержания кислорода в 3 раза по сравнению с исходным образцом. Это свидетельствует о существенном изменении молекулярной структуры образцов под облучением, поскольку в исходной структуре полиимида атомы кислорода являются "мостами" между бензольными кольцами.

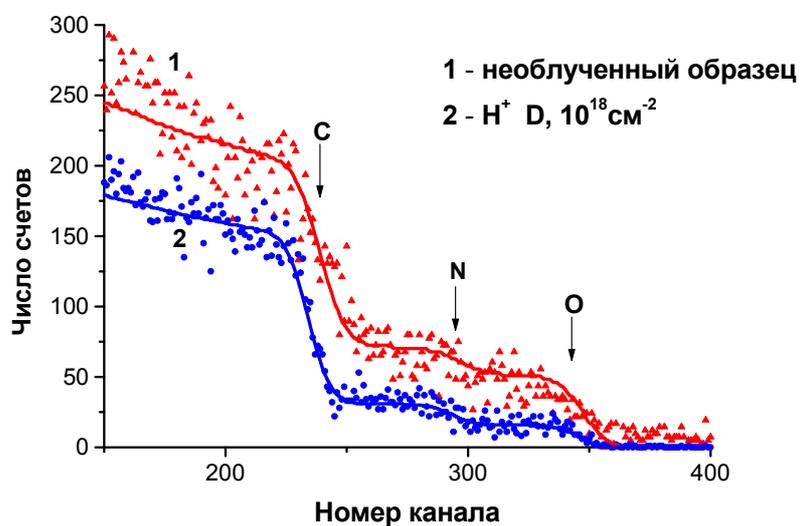


Рис. 1. Спектры RBS ионов гелия от образцов полиимида

# НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОННО-ОБЛУЧЕННОГО (НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО) КРЕМНИЯ

Д.И. Тетельбаум<sup>1)</sup>, А.А. Ежевский<sup>1)</sup>, Ю.А. Менделева<sup>1)</sup>,  
Д.В. Гусейнов<sup>1)</sup>, И.В. Зайцева<sup>1)</sup>, Д.М. Гапонова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Нижегородский государственный университет, Н.Новгород, Россия

<sup>2)</sup> Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

Данная работа является продолжением цикла исследований свойств кремниевых наноструктур, полученных путем ионного облучения при дозах, близких к дозе аморфизации, и при сверхбольших дозах /1/. Ранее было установлено, что в таких структурах в общем случае наблюдаются две полосы фотолюминесценции (ФЛ) – в районе 750-800 нм (*I*) и в районе ~ 900 нм (*II*). Пик *I* связывали с нанокристаллами *Si* (*nc-Si*), а пик *II* – с аморфной оболочкой, окружающей *nc-Si* и близкой по своему составу к структуре *a-Si* или *a-SiO<sub>x</sub>*. В ранних работах пострадиационные отжиги либо проводились при фиксированной температуре 300°C (для области доз  $\Phi$ , близких к дозе аморфизации  $\Phi_{ам}$ ), либо вообще не проводились (для области сверхбольших доз).

В настоящей работе исследовано влияние температуры отжига в инертной атмосфере и температуры измерения (77 К и комнатная температура) на характер спектров ФЛ при различных дозах. Установлено, что при  $\Phi \approx \Phi_{ам}$  заметная ФЛ наблюдается в узком интервале температур отжига (вблизи  $T_{отж} \approx 250^\circ\text{C}$ ). Это обусловлено тем, что при меньших  $T_{отж}$  ФЛ гасится связанными с радиационными дефектами безызлучательными переходами, а при более высоких  $T_{отж}$  (однако, меньших температуры кристаллизации *a-Si*), по-видимому, нарушается квантовый конфайнмент в системе *a-Si/nc-Si*, вследствие частичного упорядочения атомной структуры *a-Si*. Температура измерения существенно влияет на соотношение пиков *I* и *II*.

В режиме больших доз облучения были проведены исследования влияния температурных отжигов на интенсивности полос люминесценции ~750 нм и ~900 нм. Отжиги проводились при  $T_{отж} = 100-800^\circ\text{C}$  для  $\Phi = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Было обнаружено, что отжиги сильно влияют на интенсивности ФЛ. При этом изменения интенсивностей с ростом  $T_{отж}$  для обеих полос оказались очень близкими по характеру: при  $T_{отж} = 600^\circ\text{C}$  они проходят через максимум. Известно, что при этой температуре наблюдается эффект обратного отжига дефектов, а также происходит выход неона при разрушении газовых пузырей и блистеров. Это свидетельствует о том, что в режиме больших доз дефекты (вакансионного и междоузельного типа) принимают участие в процессах наноструктурирования как при облучении, так и при последующем отжиге.

Работа поддержана грантом РФФИ (№04-02-16493) и Программой "Развитие научного потенциала высшей школы" (№4646).

## ЛИТЕРАТУРА

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

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ИОННО-МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПРИ- ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ОКСИДНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ТОН- КИХ ПЛЕНОК

А.А. Булычева, В.Ф. Пичугин  
Томский политехнический университет, Томск, Россия

Переход поверхности оксидных диэлектриков в высокопроводящее состояние под действием ионного облучения был обнаружен сравнительно недавно. Исследования этого эффекта показали значительную роль нарушения стехиометрии состава поверхности материалов, обусловленного десорбцией кислорода из облучаемого слоя при ионном облучении. При этом было замечено, что для всех, исследованных до настоящего времени, оксидных диэлектриков отклонение от стехиометрии состава является необходимым, но недостаточным условием для эффективного роста электропроводности ионно-модифицированных слоев /1/.

В работе исследовались температурные зависимости электропроводности ионно-модифицированных приповерхностных слоев монокристаллов ниобата лития конгруэнтного и стехиометрического состава с различным содержанием примесей магния и железа. Кристаллы чистого  $\text{LiNbO}_3$  (LN),  $\text{LiNbO}_3$  с примесями  $\text{MgO}$  (0-10 мол%) (MLN) и  $\text{LiNbO}_3$  с примесями  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (0-600 ppm) (FMLN) были облучены ионами аргона  $\text{Ar}^+$  с энергией 150 кэВ и флюенсом  $10^{16}$  ион/ $\text{см}^2$  при комнатной температуре. Как следствие облучения имеет место рост поверхностной проводимости  $\sigma_s$  (на 5-6 порядков). Электропроводность измерялась в температурной области (300-700) К по методике, описанной в /2/. Обнаружена зависимость эффекта воздействия ионного пучка на  $\sigma_s$  от содержания примеси Mg. Величина энергии активации проводимости уменьшается с ростом концентрации примеси. При этом энергия активации проводимости образцов с концентрацией Mg меньше критической ( $[\text{Mg}] < [\text{Mg}]_c$ ) больше, чем у образцов с концентрацией Mg выше критической концентрации ( $[\text{Mg}] > [\text{Mg}]_c$ ).

Результаты измерения показали:

1. В исходном состоянии, в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  из-за нестехиометрии состава, возникает система локализованных состояний, прыжки по которым носителей заряда обуславливают проводимость.
2. Для кристаллов с  $[\text{Mg}] < [\text{Mg}]_c$  основным механизмом переноса заряда являются прыжки носителей по локализованным состояниям. В кристаллах с  $[\text{Mg}] > [\text{Mg}]_c$  проводимость связана с носителями, возбужденными в делокализованные состояния.

## ЛИТЕРАТУРА

5. Пичугин В.Ф., Франгульян Т.С. // Перспективные материалы, 2000, № 6, с. 26-35.
6. Булычева А.А., Шишигина Е.В., Рябцева М.А. // Всероссийская школа-семинар “Радиационная физика и химия неорганических материалов”, Тезисы докладов молодых ученых – Томск: Изд-во ТПУ, 2003. с. 8-9.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ Ni-ПОДЛОЖКА

Е.Л. Жавжаров, В.М. Матюшин  
Запорожский национальный технический университет,  
Запорожье, Украина

Исследовалось взаимодействие атомарного водорода, получаемого диссоциацией молекулярного водорода в высокочастотной плазме, на тонкие пленки никеля (Ni) на различных подложках. Тонкие пленки Ni, толщиной 0.05-0.2 мкм, получали путем термического испарения в вакууме (порядка  $10^{-3}$  Па) при температурах подложки 300-350 °К. Исследование влияния атомарного водорода (H) на тонкие пленки Ni проводилось путем измерения сопротивления пленок и оптического контроля состояния поверхности.

Выявлено, что под воздействием H энергии рекомбинации атомарного водорода в молекулярный (порядка 4.5 эВ) /1/, в зависимости от типа и состояния подложки, а значит и свойств получаемой пленки, в пленке возможно протекание нескольких процессов. Диссипация энергии на поверхности пленки может приводить как к увеличению, так и к уменьшению сопротивления пленок, в зависимости от её состояния. Так для однородной, без разрывов, пленки

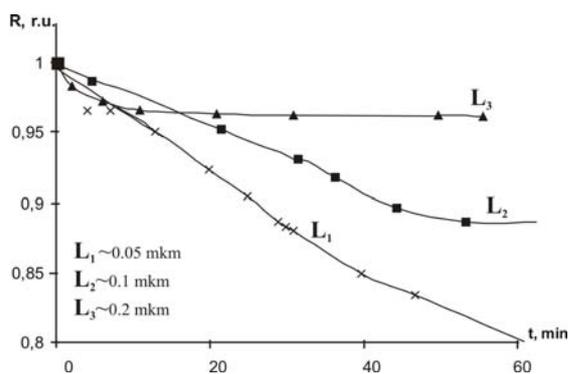


Рис. 1. Относительное изменение сопротивления пленок Ni от времени взаимодействия с H

наблюдается уменьшение сопротивления, что согласно /2/, можно объяснить уменьшением пористости пленок за счет уплотнения и удаления из нее газовых включений. При этом относительное изменение сопротивления пленок будет зависеть от толщины пленки L, а значит и ее сопротивления. Изменение сопротивления пленок Ni различной толщины на ситалловых подложках 14 класса чистоты представлено на рис. 1. Изменения для пленок Ni на полированном кремнии – аналогичны. В случае же не-

однородной поверхности тонких пленок (наличие микроцарапин, микроразрывов) центры рассеяния становятся центрами активного распыления пленок, что приводит к увеличению сопротивления.

Таким образом, представляется возможным модифицировать параметры тонких пленок под воздействием атомарного водорода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лавренко В.А. Рекомбинация атомов водорода на поверхности твердых тел. - К.: Научная мысль, 1973.
2. Технология тонких пленок. Справочник. Под ред. Л. Майсселла. Т.2. - Г.: Сов. Радио, 1977, с. 768

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК n-Si, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

Н.Т. Горбачук<sup>1)</sup>, П.И. Диденко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Киевский национальный университет технологий и дизайна, Киев, Украина

<sup>2)</sup>Институт геохимии окружающей среды НАНУ, Киев, Украина

Нами исследованы легированные ионной имплантацией фосфора тонкие поликристаллические пленки n-кремния на монокристаллическом кремнии с изолирующим слоем SiO<sub>2</sub>. Такие структуры могут быть более технологичны при использовании планарных технологий изготовления измерительных преобразователей.

Экспериментально измерены удельное сопротивление, коэффициенты продольной  $k_{\parallel}$  (пропорционален  $\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44} / 2$ ) и поперечной  $k_{\perp}$  (пропорционален  $\pi_{11} + \pi_{12} - \pi_{44} / 2$ ) тензочувствительности, температурная зависимость указанных величин.

Пленки получены на плоскости (100) кремния. Толщина пленок 0,6 мкм, концентрация легирующей примеси  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Измерения проведены на образцах размерами  $8 \times 0,6 \times 0,4$  мм. Для измерения тензочувствительности образцы монтировались на стальную балку равного сопротивления изгибу.

Удельное сопротивление полученных пленок оказалось равным 0,013 Ом см, коэффициент продольной тензочувствительности  $k_{\parallel} = 27$ , коэффициент поперечной тензочувствительности  $k_{\perp} = 3$ . Температурная зависимость удельного сопротивления не более 0,1 % / К, а тензочувствительности – 0,05 % / К.

Отличие в тензочувствительности по сравнению с известными /1/ литературными данными для пьезосопротивления монокристаллического объемного кремния и диффузионно легированных слоев кремния может быть связано с поликристаллическостью пленок и величиной коэффициента передачи деформации от балки к образцу /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ваганов В.И. Интегральные тензопреобразователи. -М.: Энергоатомиздат, 1983, С. 136.
2. Клокова Н.П. Тензорезисторы: Теория, методики расчета, разработки. -М.: Машиностроение, 1990, с. 224.

# ИЗМЕНЕНИЕ АДГЕЗИОННЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНКИ В СИСТЕМЕ ГЕРМАНИЙ – МЕДЬ ПОСРЕДСТВОМ ВОДОРОДНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Д.О. Полеха, В.М. Матюшин  
Запорожский национальный технический университет,  
г. Запорожье, Украина

Проблема управления адгезионными свойствами пленок актуальна для физики воздействия среды на поверхность.

Образцы представляли собой монокристаллические пластины n-германия размерами 4x5 мм с  $\rho=15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и плотностью дислокаций  $10^2 \text{ см}^{-2}$ , ориентацией (1 1 1). Толщина медных пленок составляла 0,5 мкм.

При воздействии атомарного водорода наблюдалось многократное повышение адгезии пленки (в 50 раз) при кратковременной обработке 300 с. Дальнейшая обработка уменьшает адгезию пленки почти до исходного значения (рис. 1).

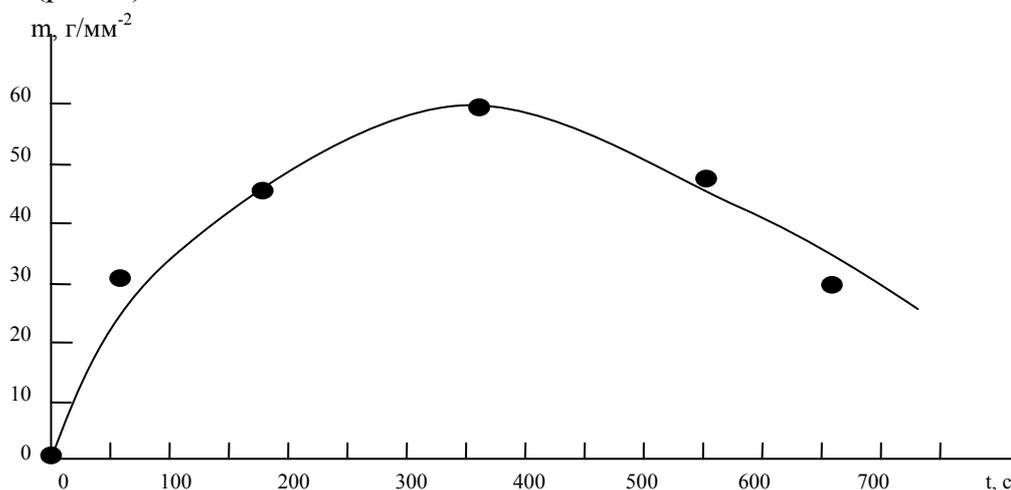


Рис. 1. Вид экспериментальной кривой зависимости удельного усилия отрыва от времени обработки

Этот скачок адгезии медной пленки на германии связан с борьбой двух процессов – уплотнения пленки (то есть снижение ее степени аморфности) и наводораживание пленки (широко известное в металлургии явление – водородная хрупкость). В первые 300 с проходит упорядочивание структуры аморфной пленки, “стыковка” зерен медной пленки с кристаллической решеткой германия. С последующей обработкой упорядочивание хоть и продолжается, но большое количество атомов водорода, которые локализуются в меди, ослабляет связь между зернами пленки.

## ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ОКСИДНОЙ ПЛЕНКИ НА ИОННО-МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ ЦИРКОНИЯ

Б.А.Калин, Н.В.Волков, В.В.Осипов, С.Н.Тимошин  
О.В.Щербаков, И.В.Олейников, Д.Н.Алтухов  
Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия

Как известно, коррозионная стойкость циркония в пароводяной среде определяется в основном 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 за счет их проникновения по дефектам в самой оксидной пленке. В этой связи целью работы явилось изучение влияния условий имплантации на рост и состояние оксидных пленок применительно к условиям эксплуатации в атомных реакторах типа ВВЭР.

Легирование поверхности оболочек из сплавов Э110 и Э635 выполнено методом ионного перемешивания при облучении системы "многослойная пленка–циркониевая подложка" пучком ионов  $Ag^+$  с широким энергетическим спектром (средняя энергия 10 кэВ). В результате проведенных экспериментов по одновременному внедрению (выше предела растворимости) в приповерхностный слой циркониевых оболочек атомов Al, Fe, Mo, Y, Zr и изучению кинетики роста оксидных пленок на них в течение 3000 часов (давление 20 МПа, температура 350-400 °С) установлено следующее.

При временах испытаний выше 600-1000 часов на поверхности модифицированных сплавов формируется многофазная оксидная пленка, имеющая сложную слоистую структуру, т.е. внешний слой – аморфный оксид (толщина 0,2 – 0,4 мкм); второй слой – мелкокристаллический оксид; под ним находится переходной слой толщиной до 0,2 мкм, содержащий вытесненные из верхних слоев внедренные и сплавообразующие атомы; далее расположен металлический подслой с убывающим по глубине содержанием кислорода, который имеет толщину до 0,5 мкм и плавно переходит в металлическую матрицу.

Также установлено, что при больших временах испытаний формирование оксидной пленки на поверхности модифицированных сплавов Э110 и Э635 идет по близким процессам, т.е. свойства оксидных пленок, в основном, определяются условиями легирования и слабо зависят от элементного состава металлической матрицы (ее структурно-фазового состава). В процессе окисления происходит перераспределение по глубине оксида внедренных атомов, образуются дополнительные максимумы их концентраций на глубинах 0,5-0,8 мкм.

Таким образом, комплексное легирование поверхности оболочек твэлов из сплавов Э110 и Э635 положительно влияет на структурно-фазовое состояние растущих оксидных пленок, улучшается их однородность, что в совокупности положительно сказывается на повышении коррозионной стойкости обоих сплавов.

# СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ВБЛИЗИ НАНОРАЗМЕРНЫХ НЕПРОВОДЯЩИХ ГРАНУЛ

В.Н. Агарёв, С.Г. Полянчев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Диэлектрические включения в полупроводниках могут возникать естественным путем из-за нарушения стехиометрического состава сложных полупроводников в процессе их изготовления. в настоящее время большой интерес проявляется к искусственно созданным диэлектрическим гранулам, демонстрирующим эффекты кулоновской блокады и размерного квантования. одним из методов создания наноразмерных включений является ионная имплантация.

Рассматривалась однократно заряженная диэлектрическая гранула сферической формы с зарядом в центре, помещённая в полупроводник. Электрический потенциал вне гранулы – это кулоновский потенциал, ограниченный радиусом гранулы. Барьер, возникающий на границе полупроводника и диэлектрика из-за разности в ширине запрещённой зоны, считался бесконечно большим. Применяя водородоподобную модель мелкого донора /1/, для радиальной волновой функции в полупроводнике найдено аналитическое решение с помощью пакета Mathematica, которое представляется в виде суперпозиции двух гипергеометрических функций /2/:

$$R(r) = e^{-\sqrt{2E}r} \left[ C_1 F_1 \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2E}}, 2, 2\sqrt{2E}r \right) + C_2 U \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2E}}, 2, 2\sqrt{2E}r \right) \right],$$

здесь  $F_1$  и  $U$  – гипергеометрические функции, определяющие поведение волновой функции на бесконечности и вблизи нуля соответственно. Радиус гранулы  $a$  содержится в постоянных  $C_1$  и  $C_2$ .

Используя найденное аналитическое решение, была получена зависимость энергии основного состояния от радиуса гранулы.

Связанные состояния для электронов вблизи диэлектрических гранул могут существенно повлиять на процессы переноса, рекомбинации, генерации носителей заряда в полупроводниках.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергия, 1971, с. 62
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. – М.: Наука, 1989, с. 151

# МОДИФИЦИРОВАНИЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ СПЛАВОВ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ И ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКОЙ

С.Н. Поворознюк, К.Н. Полещенко  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Использование ионно-лучевого воздействия для модификации свойств сильно гетерогенных и слоистых материалов может быть эффективным не только вследствие происходящих изменений структуры фазовых составляющих системы, но и за счет возможности активно влиять на состояние межфазных границ в ней. В данной работе приведены результаты исследования поверхностных слоев металлокерамических твердых сплавов на основе системы WC-Co, а также аналогичных сплавов с ионно-плазменными покрытиями, модифицированных воздействием ионных пучков различной интенсивности. Облучение образцов осуществлялось непрерывными пучками ионов  $Ti^{+}+N^{+}$  и  $Zr^{+}+Ag^{+}$  энергией 30 кэВ, дозой  $2 \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> с плотностью ионного тока  $5 \times 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>, импульсно-периодическими пучками ( $Ti^{+}$ , 30 кэВ,  $2 \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>,  $2 \times 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>) и импульсными пучками высокой удельной мощности ( $C^{+}+H^{+}$ , 300 кэВ,  $10^{13}$ - $10^{14}$  ион/см<sup>2</sup>, 50-150 А/см<sup>2</sup>). Исследовались трибологические характеристики (в условиях трения и резания) и микротвердость. Для анализа происходящих изменений напряженного состояния, структуры, фазового состава и перераспределения химических элементов использовались методики рентгеноструктурного анализа, электронной оже-спектроскопии и микроскопии тонких фольг. Для того чтобы выявить влияние исходных параметров структуры твердых сплавов на характер происходящих при облучении изменений, применялись образцы с различным размером карбидных зерен и разной средней толщиной кобальтовой прослойки. Проведенные исследования показали, что с повышением интенсивности ионно-лучевого воздействия увеличиваются масштабы происходящих в области межфазных границ радиационно-стимулированных изменений, связанных с перераспределением компонентов фазовых составляющих сплавов. В частности, наблюдается растворение W и C в кобальтовой прослойке, а в случае воздействия мощных импульсных пучков – образование новых фаз по типу  $W_xC_yCo_z$  и  $W_xC_yO_z$ . Данные изменения сопровождаются залечиванием дефектов границ фазовых составляющих, приводят к их упрочнению. В то же время для сплавов с относительно малой толщиной кобальтовой прослойки наблюдается снижение ее пластичности, следствием чего является хрупкий характер износа и достаточно большая его величина.

# ВЛИЯНИЕ ИОННО-ЛУЧЕВОГО ОКИСЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА РАБОТУ ВЫХОДА МОЛИБДЕНА И ВОЛЬФРАМА

Н.В. Алов

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

Работа выхода является важным физико-химическим свойством эмиссионных материалов, определяющим их эксплуатационные характеристики. Перспективным способом изменения работы выхода является облучение поверхности ионами химически активных газов.

Исследовано влияние ионно-лучевого окисления поверхности на работу выхода моно- и поликристаллов молибдена и вольфрама. Облучение поверхности металлов низкоэнергетическими ионами кислорода (1-5 кэВ) в диапазоне больших доз ( $10^{16}$ - $10^{18}$  см<sup>-2</sup>), определение состава образующихся оксидных слоев методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и измерение работы выхода методом порога эмиссии вторичных электронов проводили *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ( $10^{-8}$  Па) при комнатной температуре на электронном спектрометре *Leybold LHS-10*.

Анализ тонкой структуры РФЭС-спектров уровней Mo 3d и W 4f показывает, что в результате облучения низкоэнергетическими ионами кислорода происходит интенсивное окисление поверхности металлов и образование низших, промежуточных и высших оксидов [1].

В таблице представлены результаты измерения работы выхода чистой поверхности металла ( $\phi_0$ ) и изменений работы выхода после адсорбции O<sub>2</sub> при экспозиции  $10^3$  Л ( $\Delta\phi/O_2$ ) и после облучения ионами O<sub>2</sub><sup>+</sup> с дозой  $5 \times 10^{17}$  см<sup>-2</sup> при энергии 1 кэВ ( $\Delta\phi/O_2^+$ ).

Таблица

Металл	$\phi_0$ , эВ	$\Delta\phi/O_2$ , эВ	$\Delta\phi/O_2^+$ , эВ
Mo(110)	4.82	1.07	1.51
Mo, фольга	4.27	1.45	1.83
W(110)	5.05	0.72	1.15
W, фольга	4.51	1.17	1.42

Как видно из таблицы, ионно-лучевое окисление поверхности так же, как и адсорбция кислорода из газовой фазы, приводит к увеличению работы выхода моно- и поликристаллов молибдена и вольфрама. Однако в случае ионно-лучевого окисления это увеличение существенно выше, что обусловлено изменением, как поверхностного дипольного барьера, так и химического потенциала электрона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алов Н.В. // Поверхность, 2005, N 3, с. 6

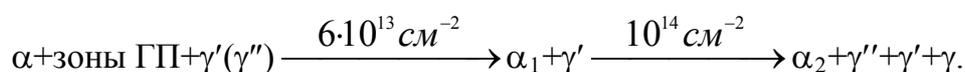
# ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПОСТРАДИАЦИОННЫЙ ОТЖИГ БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ, ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ КРИПТОНА

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

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

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

Исследовалось изменение микротвердости  $H$  и физического уширения  $\beta$  дифракционной линии 222  $\alpha$ -твердого раствора матрицы сплава в процессе изотермического отжига бериллиевой бронзы БрБ2, имплантированной на стадии фазового старения ионами криптона с энергией  $E=245$  МэВ до доз  $6 \cdot 10^{13}$  и  $10^{14}$   $\text{см}^{-2}$ . Предварительное старение после закалки проводилось при  $T_1=623$  К в течение 1 часа. Как показали электронномикроскопические исследования, фазовый состав сплава изменялся при имплантации по схеме



Индексы при  $\alpha$  соответствуют разной степени пересыщения матричного твердого раствора. Структура имплантированного сплава является частично модулированной. Изотермический повторный отжиг проводился при  $T_2=673$ К. Для сравнения был проведен изохронный отжиг сплава непосредственно после закалки.

Физическое уширение  $\beta$ , контролирующее уровень напряжений в матрице сплава, является более чувствительной характеристикой по сравнению с микротвердостью. Для неимплантированного состаренного сплава в начальный период отжига ( $\tau=5$  мин) наблюдается частичный возврат величины  $\beta$ , затем в интервале  $\tau = 5 \dots 10$  мин – ее рост, после чего значение  $\beta$  монотонно уменьшается в процессе дальнейшего отжига. Возврат  $\beta$  наблюдается также и после имплантации, причем скорость и степень возврата при дозе  $6 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  в начальный период отжига максимальные. Затем происходит стабилизация этой характеристики в некотором временном интервале, продолжительность которого с ростом дозы уменьшается. При больших временах отжига скорость возврата  $\beta$  для предварительно состаренных сплавов меньше, чем для закаленного. Дозовые зависимости скорости и полноты возврата микротвердости  $H$  и физического уширения  $\beta$  при повторном отжиге хорошо согласуются между собой. Особенности кинетики повторного отжига бериллиевой бронзы обсуждаются с точки зрения фазового состояния, созданного предварительной обработкой (низкотемпературное старение при  $T_1$  и имплантация), дисперсности выделений и их термодинамической стабильности.

## АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕГИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА В БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВАХ Al-Ge

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

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

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

В сплавах Al-Ge, как нами было установлено в /1/, при концентрации германия выше 1.2 ат. % в результате сверхбыстрой закалки из расплава (скорость охлаждения расплава  $\sim 10^6$  К/с) образуются две метастабильные  $\gamma$ -фазы. Содержание  $\gamma$ -фаз возрастает с концентрацией германия в фольгах. Цель настоящей работы – изучить особенности распределения легирующего элемента германия в сплаве Al-5.0Ge (ат. %) в сравнении с ранее изученными сплавами Al-xGe ( $x=0.4; 1.6; 2.4; 3.2$ ). Профили глубинного распределения германия в приповерхностном слое (толщиной до 2,0 мкм) обеих поверхностей фольг сплава Al-5.0Ge исследованы с применением методов РОР и оже-электронной спектроскопии (ОЭС). Спектры ОР обрабатывались с использованием моделирующих программ RUMP. Погрешность при определении концентрации германия методом РОР была  $\sim 3$  %, методом ОЭС – до 30 %. Установлено, что на обеих поверхностях фольг присутствуют углерод и оксидная пленка алюминия. В тонком приповерхностном слое толщиной 0.05 мкм у поверхности, контактирующей с подложкой (КП), содержится  $\sim 42$  ат. % углерода и 11.7 ат. % кислорода, а у поверхности, контактирующей с воздухом (КВ), –  $\sim 25$  ат. % и 19.1 ат. % соответственно. Толщина оксидной пленки у поверхности КП составляет 0.5 мкм, что в пять раз больше, чем у поверхности КВ. Слой, в котором присутствует углерод, у КП и КВ поверхностей имеет толщину 1 мкм и 0.05 мкм соответственно. Методом ОЭС с учетом погрешности получено, что германий распределен в области обеих поверхностей равномерно. Его измеренная средняя концентрация составляет 5.0 ат. %. Однако методом РОР установлено, что германий распределен неравномерно: тонкие (0.02 мкм) приповерхностные слои обогащены германием. При этом следует отметить, что концентрация германия в тонком приповерхностном слое КП и КВ поверхностей выше расчетной на 12 и 112 % соответственно. Средняя концентрация германия в объеме обеих поверхностей с учетом погрешности одинакова и согласуется с расчетной.

Данная работа частично финансируется Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант № Ф03М-043).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Шепелевич В.Г., Гутько Е.С. // Физика и химия обработки материалов, 2002. № 3, с. 79-85.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ЖЕЛЕЗА И СТАЛЕЙ, ОБРАБОТАННЫХ ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКОМ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.В. Углов, В.В. Асташинский, Н.Н. Черенда  
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Улучшение эксплуатационных свойств металлических материалов при различных видах ионно-плазменной поверхностной обработки связано как с целенаправленным изменением структурного фазового состояния, так и с изменением химического состава поверхностных слоев, в результате чего металлы и их сплавы приобретают в локальных объемах свойства, недостижимые при традиционных методах обработки. В представленной работе исследован элементный состав модифицированных слоев железа и сплавов системы железо-углерод (стали Ст40, У8А), полученных в результате воздействия плотных потоков плазмы (концентрация заряженных частиц  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) с достаточно большим временем существования ( $\sim 100 \text{ мкс}$ ) и скоростью истечения плазмы  $(3-5) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ . Особенности плазменной обработки заключаются в том, что в ходе воздействия внедрение азота происходит в жидкую фазу, а конечная структура формируется в процессе охлаждения с одновременным оттеснением углерода азотом в более глубокие слои. Поскольку температура плазмы у обрабатываемой поверхности составляет  $(3-5) \cdot 10^4 \text{ К}$ , насыщение легирующим элементом происходит в  $\varepsilon$ -области. Плазменные потоки (рабочий газ — азот) генерировались в квазистационарном плазменном ускорителе типа магнитоплазменного компрессора. Плотность мощности потоков варьировалась в диапазоне от  $5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$  до  $3 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ . Элементный состав исследовался методами обратного резерфордовского рассеяния и оже-электронной спектроскопии. В методе рассеяния использовались  $\alpha$ -частицы с энергией 6 МэВ для увеличения выхода ионов, рассеянных на легких примесях, в связи с чем при расчете распределения ионов использовались нерезерфордовские сечения рассеяния. В результате проведенных исследований установлено, что в поверхностных слоях глубиной не более 400 нм содержится до 20 ат. % азота. Максимум распределения азота находится на поверхности. Анализ показывает, что концентрационные профили элементов в модифицированном слое преимущественно контролируются процессом диффузии. Давление азота в камере существенно влияет на концентрацию азота в поверхностном слое — с увеличением начального давления концентрация азота увеличивается. Обсуждаются возможные механизмы распределения элементов в модифицированном слое.

# МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА НИКЕЛЬ-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ПЛАЗМО-УСИЛЕННЫМ ХИМИЧЕСКИМ ВАКУУМНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

В.В. Углов<sup>1)</sup>, А.К. Кулешов<sup>1)</sup>, М.В. Асташинская<sup>1)</sup>, С.Н. Дуб<sup>2)</sup>, И. Поло<sup>3)</sup>

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

<sup>2)</sup>Институт сверхтвёрдых материалов НАН Украины, г. Киев, Украина

<sup>3)</sup>Национальный центр научных исследований, г. Гренобль, Франция

В настоящее время интенсивно исследуются аморфные металл-углеродные (Me/a-C:H) пленки, так как их физические свойства изменяются в широких пределах в зависимости от структурного состояния металлической компоненты, межмолекулярных связей в углеродных кластерах и уровня остаточных механических напряжений /1-2/. Методами рентгеноструктурного анализа (РСА), комбинационного рассеяния света (КРС), наноиндентирования и трибологии исследовались структура и механические свойства гидрогенизированных никель-углеродных (Ni/a-C:H) плёночных (до 500 нм) композитов.

Плёнки формировались совмещением методов микроволнового плазмо-ассистированного химического вакуумного осаждения углерода и физического распыления никелевой мишени при варьировании концентрации CH<sub>4</sub> от 0 до 100 % в аргон-метановой смеси. Методом РСА выявлено, что в интервале концентраций CH<sub>4</sub> в газовой смеси от 0 до 30 %, имеет место последовательность фазовых превращений Ni→Ni + Ni<sub>3</sub>C→Ni<sub>3</sub>C, при этом размер кристаллитов карбида никеля изменяется в интервале значений от 5 до 20 нм. При дальнейшем увеличении содержания CH<sub>4</sub> в газовой фазе структура плёнок становится аморфной. На основе данных, полученных из спектров КРС была произведена оценка параметров, характеризующих структурное состояние углерода. Для композитов, полученных из газовой фазы при содержании CH<sub>4</sub> от 40 до 100 %, определена доля sp<sup>3</sup> углеродных связей и размер кластеров углерода, составляющих 10-20 % и менее 2 нм соответственно /3/. Методом наноиндентирования обнаружено возрастание твёрдости до 17,5 ГПа при формировании Ni<sub>3</sub>C фазы, в случае же аморфной структуры композита значение твёрдости уменьшается до 5 ГПа. Установлено, что наилучшие трибологические характеристики характерны для плёнок, обладающих аморфной структурой. Обсуждается взаимосвязь внутренних механических напряжений плёночных композитов с их структурой, твёрдостью и трибологическими свойствами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gerhards I., Ronning C., Vetter U., Hofsass H., Gibhardt H., Eckold G., Li Q., Lee S.T., Huang Y.L., Seibt M. // Surf.Coat.Tech., 2002, v.158 –159. p. 114
2. Uglov V.V., Kuleshov A.K., Astashynskaya M.V., Anishchik V.M., Dub S.N., Thiery F., Pauleau Y. // Compos.Sci.Technol., 2005, v. 65, p. 785
3. Ferrari A.C., Robertson J. // Phys.Rev. B, 2000, v. 61, p. 14095

# СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТРИДНЫХ СИСТЕМ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ С ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ, НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ Т15К6

В.М. Анищик<sup>1)</sup>, В.В. Углов<sup>1)</sup>, В.В. Ходасевич<sup>1)</sup>, С.В. Злоцкий<sup>1)</sup>,  
Е.В. Ухова<sup>1)</sup>, В.В. Чаевский<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский госуниверситет, Минск, Беларусь

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

Модификация титаново-вольфрамовых твердых сплавов ионными и плазменными пучками вызывает значительный интерес в связи с широким их использованием для полустойкой обработки деталей из углеродистых и легированных сталей /1/.

В настоящей работе представлены результаты синтеза двойных (TiN, MoN, ZrN, CrN) и тройных (ZR-Mo-N, Ti-Cr-N) нитридных систем методом конденсации из плазменной фазы в условиях ионной бомбардировки.

Изучено влияние режимов ионно-плазменного осаждения на структуру, элементный и фазовый составы сформированных систем. Показано, что используемый метод позволяет получить слои с плавным переходом химического состава от твердого сплава к нитриднему покрытию, способствующему снижению температурных деформаций и повышению прочности их сцепления с подложкой. Установлено, что сформированные тройные нитридные системы имеют структуру твердых растворов, представляющих собой квазибинарные системы  $Me_1N$ - $Me_2N$  с полной взаимной растворимостью нитридных составляющих.

Проведенные исследования твердосплавных пластин Т15К6 с покрытиями из моонитридов MoN и ZrN показали возрастание износостойкости в 3-4 раза (при глубине резания 4 мкм) по сравнению с твердосплавным режущим инструментом. Установлено повышение 1,5 раза износостойкости тройной системы Zr-Mo-N по отношению к моонитридам (ZrN, MoN).

В работе анализируются возможные механизмы повышения износостойкости твердосплавного инструмента, обусловленные снижением адгезионного и абразивного износа, вследствие уменьшения прилипания и микросварок между нитридным слоем и обрабатываемым металлом, а также изменением микроструктуры приповерхностного слоя сформированной системы /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анищик В.М., Углов В.В. Модификация инструментальных материалов ионными и плазменными пучками. – Мн.: БГУ, 2003, с. 191.
2. Верещака А.С., Третьяков И.П. Режущие инструменты с износостойкими покрытиями. – М.: Машиностроение, 1986, с. 192.

# ВЛИЯНИЕ ИОННО-АССИСТИРОВАННОГО НАНЕСЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА СМАЧИВАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗИН

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

Управление смачиваемостью поверхности резинотехнических изделий в раз-ных средах позволяет повышать долговечность манжетных уплотнителей, а следовательно эффективнее эксплуатировать их в машинах и механизмах. Для модифицирования были выбраны резины В-14 и Р-26 на основе масло-, бензо-стойкого бутадиен-нейтрильного каучука. На их поверхность в условиях ион-ного ассистирования одновременно наносились покрытия на основе С и Мо, при этом использовался резонансный ионный источник вакуумной электроду-говой плазмы. Энергия ассистирующих ионов была 3 кэВ, вакуум  $10^{-2}$  Па, ско-рость осаждения 0,3-0,4 нм/мин. Поскольку известно /1/, что на смачиваемость поверхности эффективно влияют водород и кислород, нами изучался элемент-ный состав поверхности исходных и модифицированных резин с использова-нием метода РОР ионов гелия с  $E_0=1,4$  МэВ и моделирующей программы RUMP. Для измерения краевого угла смачивания поверхности дистиллирован-ной водой применялась методика, описанная в /2/. Установлено, что в составе покрытий кроме элементов основы покрытия содержатся водород, углерод, ки-слород, а также сера и цинк. Значения измеренного краевого угла смачивания  $\theta$  дистиллированной водой изучаемых поверхностей представлены в таблице.

Материал основы покрытия		Исходная ре- зина	С	Мо
Краевой угол смачивания, град.	Р-26	90,0	74,6	62,4
	В-14	92,0	86,3	80,9

Из представленных данных следует, что значения  $\theta$  критически чувстви-тельны к элементному составу поверхности модифицируемых изделий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ostrovskaya L. et al. // Diamond Relat. Mater., 2002, V. 11, p. 845
2. Elkin B. et al. // Surf. and Coat. Techn., 1999, v. 116-119. p. 836

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ХРОМА И ОТЖИГА

А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов

Государственное научное учреждение НИИ высоких напряжений,  
г. Томск, Россия

Облучение ионами и последующая термообработка меняют оптические свойства диэлектриков вследствие искажения электронного строения радиационными дефектами (РД), кластерами атомов имплантированного элемента, формирования неупорядоченных твердых растворов и соединений имплантированных ионов с атомами матрицы. Степень влияния РД, их комплексов и структурно-фазовых неоднородностей на свойства определяется способностью внедренных элементов замещать атомы решетки. В работе исследовано поглощение поликристаллического корунда и лейкосапфира после облучения ионами  $\text{Cr}^{+n}$  (100 кэВ,  $\Phi=10^{15}\text{-}10^{17}\text{ см}^{-2}$ ) и последующего отжига ( $P=1\text{-}10^5\text{ Па}$ ,  $T=300\text{-}1800\text{ К}$ ). Установлено влияние дефектов замещения, междоузельных дефектов и комплексов с их участием на характеристики и механизмы поглощения. Замещаемость хромом катионов решетки в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  составляет 0.5-0.6, а после отжига при  $T=1800\text{ К}$  увеличивается до 0.95-0.98. Анализ параметров полос поглощения и расчеты уровней дефектов  $\text{Cr}^{+3}_{\text{Al}}$  позволили идентифицировать РД, дефекты замещения и комплексы примесно-вакансионного типа, определить их влияние на изменение поглощения. Локальные полосы с энергией  $\epsilon=1.8\text{-}1.9$ ,  $2.5\text{-}2.6$ ,  $3.2\text{-}3.3$  и  $4.6\text{-}4.8\text{ эВ}$ , наведенные дефектами замещения  $\text{Cr}^{+2\text{...}+4}_{\text{Al}}$ , проявляются в лейкосапфире и поликоре после облучения и отжига при 1600-1800 К. Зарядовое состояние дефектов  $\text{Cr}^{+n}_{\text{Al}}$ ,  $\text{Al}_i^{+(0)}$ ,  $\text{V}^{0(-)}_{\text{Al}}$ ,  $\text{F}^{+(0)}$  и их влияние на свойства определяется флюенсом ионов, меняется после термообработки в зависимости от строения материала. Сформированные при 300-1300 К кластеры дефектов  $\text{Cr}^{+n}_{\text{Al}}\dots\text{Cr}^{+n}_{\text{Al}}$  и комплексы на основе дефектов  $\text{Cr}^{+3}_{\text{Al}}$  и  $\text{V}^{0(-)}_{\text{Al}}$  определяют межзонное поглощение в интервалах 1.5-4.2, 3.3-4.1 и 3.5-4.8 эВ, влияют на рост проводимости от  $10^{-12}\text{ См}$  до  $10^{-5}\text{ См}$ . Комплексы на основе дефектов  $\text{Cr}^{+2\text{...}+4}_{\text{Al}}$ ,  $\text{Al}_i^{+(0)}$  и  $\text{V}_\text{O}$ , образующиеся после отжига при 1300-1600 К, являются центрами захвата носителей заряда и влияют на параметры поглощения с участием экспоненциально распределенных уровней при  $\epsilon=1.9\text{-}3.7$ ,  $1.5\text{-}4.0$ ,  $4.1\text{-}4.6\text{ эВ}$  и на межзонное поглощение в интервалах 1.5-4.1 эВ, 4.0-4.7 эВ в поликристаллах и 3.2-4.3, 3.5-4.7 эВ в монокристаллах. Примесно-вакансионные комплексы на основе дефектов замещения  $\text{Cr}^{+n}_{\text{Al}}$  и катионных вакансий  $\text{V}_{\text{Al}}$  с полной концентрацией  $N_i=(2\div 5)\cdot 10^{20}\text{ см}^{-3}$  в поликоре являются термостабильными до 1800 К, обладают локализованными при  $\epsilon=1.5\div 3.1$  и  $3.1\div 4.0\text{ эВ}$  состояниями, которые определяют межзонное поглощение непрямыми разрешенными переходами в полосе 1.5-3.8 эВ. В лейкосапфире аналогичные комплексы дефектов с концентрацией  $N_i\leq 10^{20}\text{ см}^{-3}$  образуют экспоненциальное распределение локализованных состояний с энергией 1.6-3.5 и 2.4-5.0 эВ.

## ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕРИЯ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СТЕКЛОКЕРАМИКАХ

В.Н.Бондаренко, А.В.Гончаров, В.М.Пистряк, С.Ю.Саенко,  
А.Е.Сурков, В.И.Сухоставец

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
Харьков, Украина

Керамики из алюмосиликатов являются перспективными барьерными материалами для использования при захоронении радиоактивных отходов. Как правило, для моделирования миграции актиноидов в таких материалах используется стабильный церий. В зависимости от температуры матрицы и времени выдержки, глубины миграции церия могут различаться на несколько порядков.

В исследованиях миграции при температурах, близких к комнатной, характерен микронный диапазон глубин. Эта область измерения профилей является стандартной для метода RBS (резерфордовское обратное рассеяние). В настоящей работе эта методика была применена для исследования миграции Се из водного раствора вглубь матрицы из стеклокерамики при комнатной температуре. Образец выдерживался в растворе 100 часов. Для измерений использовался пучок ионов гелия с энергией 1,8 МэВ. Распределение Се было измерено на глубину до 1,2 мкм. Коэффициент диффузии, определенный из профиля Се, составил  $2,8 \times 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Для измерения профилей Се на глубины десятки и сотни микрон использовался протонный микрозонд с энергией пучка 1,8 МэВ. Чтобы повысить чувствительность методики, поперечный размер пучка был увеличен до 10 мкм. Исследовалась диффузия Се в стеклокерамике при температурах отжига 600-750°C. Методика измерения профиля заключалась в дискретном сканировании пучком по поверхности поперечного скола образца. В каждой точке измерялся спектр характеристического рентгеновского излучения. Содержание Се в матрице определялось по линии Се  $L_{\beta}$ . Профили измерялись до глубин, на которых содержание Се выходило на уровень, соответствующий фоновой концентрации в алюмосиликате – 0,003 %,мас. Характерные глубины миграции составили 100-200 мкм.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОМЯГКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК Co-Ni-Fe МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

П.Н. Черных, В.С. Куликаускас, Е.И. Хоменко, Е. Сун, Н.Г. Чеченин  
НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына., Москва, Россия

В отличие от пермаллоя пленки Co-Fe-Ni имеют более высокую намагниченность в насыщении (до 20 кГс), что является важным фактором, учитывая все усиливающуюся тенденцию ко все большей интегрированности, более высокой плотности и меньшим размерам электронных компонентов. Нанокристаллические Co-Fe-Ni пленки получались электрохимическим осаждением при комнатной температуре на многослойную подложку, состоящую из Cu(250nm)/Cr(25nm)/SiO<sub>2</sub>(300nm)/Si-пластина. Электролит представлял собой водный раствор CoSO<sub>4</sub>·7H<sub>2</sub>O, NiSO<sub>4</sub>·6H<sub>2</sub>O, FeSO<sub>4</sub>·7H<sub>2</sub>O, и H<sub>3</sub>BO<sub>3</sub>. Кислотность pH, плотность тока и состав раствора варьировались с целью получения минимальной коэрцитивной силы и максимального поля анизотропии.

Полученные образцы исследовались с помощью резерфордовского обратного рассеяния (POP) на пучке ионов He<sup>+</sup> с энергией E<sub>0</sub> = 1.5-2.0 МэВ. Толщина пленки определялась из спектров POP по пику кинематического наложения, соответствующего интерфейсу Co-Fe-Ni/Cu. Толщины пленок сопоставлялись с величинами, полученными из весовых измерений и с величинами аккумулярованного заряда ионов при осаждении пленок. Элементный состав пленок определялся путем сравнения с теоретическими спектрами, рассчитанными с помощью программы RUMP, и с данными метода энергодисперсионного анализа (EDS).

## ИЗМЕНЕНИЕ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ КЕРАМИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ В ПРОЦЕССЕ ЕГО РАБОТЫ

<sup>1</sup>)В.М. Арбатский, <sup>1</sup>)А.Б. Надирадзе, <sup>1</sup>)В.В. Шапошников, <sup>2</sup>)В.К. Егоров  
<sup>1</sup>МАИ, Москва; <sup>2</sup>ИПТМ РАН, Черноголовка, Россия

Проведены исследования изменения элементного концентрационного профиля по глубине поверхностного слоя керамического изолятора на основе соединения VN электроракетного двигателя (ЭРД) типа СПД-70 в процессе его длительных стендовых испытаний в условиях высокого модельного вакуума. Определено, что по мере увеличения времени наработки на поверхности постепенно распыляемого керамического изолятора концентрируются микропримеси, содержащиеся в керамике (Fe и Eu), и несколько возрастает в сравнении с исходным составом содержание бора. Кроме того, в поверхностном слое керамики зафиксировано появление атомов ксенона, составляющих рабочее тело плазменной струи ЭРД.

Изучение состава керамики осуществлялось методом РОР ионов водорода и гелия, а также с помощью рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского излучения (РФА ПВО). РОР измерения выполнялись с использованием возможностей ионопучкового комплекса Сокол-3 ИПТМ РАН. Спектры рентгеновской флуоресценции были получены на макете РФА ПВО-спектрометра, в котором поток возбуждающей рентгеновской радиации формировался плоским рентгеновским волноводом-резонатором.

Особенностью проведенных исследований было наличие макрошероховатости тестируемой поверхности, величина которой составляла  $2\div 3$  микрометра. Для проведения количественной обработки спектров РОР, полученных в условиях высокой шероховатости поверхности исследуемых мишеней, была введена простейшая модель поверхностной микронеровности, в которой наблюдаемая шероховатость представлялась в форме параллельных треугольных бороздок с одинаковой высотой и основанием. В рамках такой модели изучено изменение элементного концентрационного профиля поверхностного слоя боронитридного керамического изолятора в процессе 96-часовых стендовых испытаний электроракетного двигателя. Допустимость применения такой модели основывалась на изучении микроструктуры поверхности керамики. Измерения показали, что глубина внедрения в поверхностный слой изолятора атомов ксенона не превышает 100 нм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке CNRS (проект 081.0736.00)

# ПОВРЕЖДЕНИЕ СТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННО-АССИСТИРОВАННОМ ОСАЖДЕНИИ ПОКРЫТИЙ В УСЛОВИЯХ САМООБЛУЧЕНИЯ

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

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

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

Ионно-ассистированное нанесение тонких плёнок на подложку сопровождается радиационным повреждением поверхности последней из-за торможения ассистирующих ионов с образованием в подложке каскадов атомных столкновений на начальной стадии процесса /1,2/. Поэтому актуальным представляется исследование радиационных дефектов в кремнии, поверхность которого модифицировалась ионно-ассистированным осаждением покрытий. На образцы (100)- и (111)-Si наносили тонкие плёнки на основе металлов (Ti, Co, Zr, Mo, W), используя резонансный ионный источник вакуумной электродуговой плазмы. Вакуум в процессе нанесения покрытия составлял  $10^{-2}$  Па. Отношение плотности ионного потока к плотности нейтрального потока составляло от 0.02 до 0.045 в зависимости от энергии ассистирующих ионов в интервале 3-20 кэВ. Для изучения повреждения структуры кремния применялся метод РОР в сочетании с каналированием ионов гелия с начальной энергией  $E_0=1.4, 1.5$  и 2.0 МэВ в условиях корнеллевской геометрии рассеяния.

Получено, что слоевая концентрация дефектов в кремнии становится выше, когда энергия ассистирующих ионов растёт. При сравнимых энергиях ассистирующих ионов концентрация дефектов в кремнии растёт с ростом энергии, выделенной в каскадах атомных столкновений. Поэтому повреждение структуры кремния сложным образом зависит как от энергии, так и от массы ассистирующих ионов. Также неоднозначно изменяется уровень деканалирования анализирующих ионов за пиком дефектов на осевых спектрах РОР.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tashlykov I.S., Bobrovich O.G. Proc. of 5<sup>th</sup> Intern. Conf. "Ion implantation and other application of ions and electrons. Ion 2004". Eds J. Zuk and J. Filiks. Lublin, 2004, p. 53.
2. Ташлыков И. С., Веш В., Вендлер Э. //ФХОМ, 2004, №3, с. 30.

# ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДАМИ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАС- СЯНИЯ И РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ Ti и Co, ОСАЖДЕННЫХ НА КРЕМНИЙ ПРИ ИОННОМ АССИСТИРОВАНИИ

В.В.Тулъев<sup>1)</sup>, И.С.Ташлыков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный технологический университет, г. Минск, Бела-  
русъ

<sup>2)</sup>Белорусский государственный педагогический университет, г. Минск, Бела-  
русъ

На подложки из кремния и кремния с ксеноновыми маркерными слоями наносились покрытия на основе Co и Ti методом ионно-ассистированного осаждения в условиях саморадиации. Ксеноновые маркерные слои применялись для установления положения границы раздела покрытие/подложка. Осаждение покрытий происходило при интегральном потоке ассистирующих ионов  $(1-2) \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> и энергии ионов 7 кэВ. Плотность ионного тока составляла 4-5 мкА/см<sup>2</sup>, вакуум в мишенной камере  $\sim 10^{-2}-10^{-3}$  Па. Элементный послойный анализ полученных структур проводился методом РОР ионов гелия с энергией 2 МэВ с применением компьютерного моделирования RUMP. Было установлено, что в состав полученных покрытий входят атомы осаждаемого металла (Co, Ti), атомы технологических примесей водорода, углерода, кислорода, атомы ксенона и атомы кремния из подложки. Для контроля за содержанием водорода в покрытиях использовалась резонансная ядерная реакция взаимодействия ионов азота с водородом  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N}, \alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ . Распределение водорода по глубине в изучаемых покрытиях определялось с применением амселевского сканирования энергии ионов N<sup>+</sup> в интервале от 6.1 до 6.8 МэВ с интервалом 10 кэВ. Обнаружено, что концентрация водорода в покрытиях, сформированных на подложках из кремния с ксеноновыми маркерными слоями, на 25-30 ат.% меньше концентрации водорода в покрытиях, сформированных на исходном кремнии в аналогичных условиях. Также установлено, что при повторных сканированиях структур покрытие/подложка пучком ионов азота концентрация водорода в анализируемом слое снижается с  $\sim 20$  до  $\sim 10$  ат.%. Обнаруженное поведение водорода объясняется дегазацией водорода и его соединений, которые оказались химически слабо связаны с атомами компонентов покрытия. Был применен масс-спектрометрический анализ состава элементов, выделяющихся из покрытий под воздействием пучка анализирующих ионов N<sup>+</sup>. В процессе измерений из покрытия выделяются атомы и молекулы водорода, углерода, кислорода и их соединений.

## КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕГРЕГАЦИИ ХРОМА ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ СПЛАВОВ Fe-Cr ИОНАМИ He<sup>+</sup>

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, Н.П. Соловьев, Н.И. Храмушин  
Государственный научный центр "ФЭИ имени А.И. Лейпунского",  
г. Обнинск Калужской области, Россия

Сегрегация примесных атомов в облученных сплавах обусловлена либо миграцией подвижных комплексов дефект-примесный атом, либо обратным эффектом Киркендалла, возникающим вследствие различия коэффициентов диффузии атомов матрицы и примеси по междоузельному и/или вакансионному механизмам. Известно также, что парциальные коэффициенты диффузии компонентов сплава зависят от их концентрации. Поэтому для определения механизма сегрегации хрома в сплавах Fe-Cr важно знать, как влияет изменение его концентрации на сегрегационные процессы.

В настоящей работе представлены результаты исследования радиационно-индуцированной сегрегации Cr вблизи свободной поверхности образцов модельных сплавов Fe – (9-11) ат.% Cr после облучения ионами He<sup>+</sup> с энергией 30 кэВ при температуре 450°C флюенсами в интервале от  $1 \times 10^{20}$  до  $1 \times 10^{21}$  ион/м<sup>2</sup> методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

После облучения наблюдалось повышение концентрации хрома и понижение концентрации железа в приповерхностной области обоих сплавов, а также повышение концентрации Cr в области максимума радиационных дефектов. Рассмотрен ряд механизмов, действие которых может определять формирование профилей концентрации после облучения и одновременную сегрегацию Cr в приповерхностной области и в области максимума радиационных повреждений:

- вакансионный – тогда парциальный коэффициент диффузии атомов хрома, чтобы обеспечить его сегрегацию на поверхности, должен быть ниже соответствующего коэффициента для железа;
- миграция подвижных комплексов вакансия-примесь, диффундирующих в том же направлении, что и поток вакансий, и переносящих атомы хрома к поверхности
- междоузельный механизм миграции;
- возможное участие сегрегации Гиббса.

Сделаны оценки степени сегрегации Cr, проанализирована ее зависимость от флюенса и концентрации хрома в сплавах.

Показано, что при увеличении концентрации Cr возрастает степень сегрегации в приповерхностной области, тогда как величина сегрегации хрома в области максимума радиационных повреждений практически не меняется.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ СООТНОШЕНИЯ F/ОН В КРИСТАЛЛАХ ТОПАЗА ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Е.Ю.Журавлева, Ф.Г.Нешов, О.В.Рябухин  
Уральский государственный технический университет – УПИ,  
Екатеринбург, Россия

Исследование топазов, относящихся к группе алюмосиликатов и имеющих формулу  $Al_2SiO_4(OH_xF_{(1-x)})_2$ , где  $0 < x < 0,3$ , проводится в течение многих лет. В последние годы, однако, интерес к ним возрос, так как появились данные о возможности их применения в качестве дозиметров. В связи с этим появилось большое число работ по исследованию спектральных и люминесцентных характеристик топазов.

Так как основные колебания состава топазов связаны с изоморфизмом  $F \Leftrightarrow OH$  /1/, в рамках комплексных исследований уральских топазов на циклотроне УГТУ-УПИ проводятся работы по изучению возможности определения содержания водорода, фтора, а, в конечном итоге, соотношения компонент F/ОН. С этой целью измерены и изучены спектры обратного рассеяния, ядерной отдачи и продуктов ядерных реакций при облучении ионами  $He^+$  с энергией 3,0 и 4,6 МэВ, ионами  $N^{3+}$  с энергией 16 МэВ образцов топаза различной окраски. Для количественной оценки содержания водорода в качестве образцов с эталонным содержанием водорода применяли лавсановую пленку и  $TiH_{1,8}$ .

Использование ионов  $He^+$  с энергией 3,0 показало, что наряду с протонами отдачи регистрируются и высокоэнергетичные протоны ядерных реакций, протекающих на компонентах изучаемого соединения. Повышение энергии ионов  $He^+$  до 4,6 МэВ позволило существенно повысить выход протонов ядерных реакций. Для интерпретации компонент топаза, ответственных за протекание ядерных реакций, и выбора аналитических линий с учетом возможной интерференции были измерены спектры ядерной отдачи  $Al_2O_3$ ,  $BaF_2$ , кремния и оценен их вклад в аналогичные спектры кристаллов топаза.

Найденные концентрации водорода лежат в диапазоне от 1,7 до  $4,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . При облучении бесцветных топазов, содержание групп ОН в которых обычно лежит в диапазоне от 0 до 7 мол.%, полученные значения концентрации для образцов различной окраски различаются почти в два раза, что говорит о высокой чувствительности метода. Оценка площадей выбранных аналитических пиков ядерных реакций, протекающих на фторе, показала для этих же образцов различие в 6%, что, соответствует известному факту /1/ малого изменения концентрации фтора в кристаллах топаза различной окраски.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pinheiro M.V., Fantini C., Krambrock K., Persiano A.I.C., Dantas M.S.S. and Pimenta M.A. / Physical Review B, V. 65, P. 104301

## ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ НА ПАРАМЕТРЫ ОТРАЖАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ Ag И Cu

А.И. Камардин, Т.Д. Раджабов  
НПО "Академприбор", Ташкент, Узбекистан

Отражающие покрытия на различных подложках для ИК-диапазона (10,6 мкм) на основе структур типа Ag-Cu, Ag-Mo, Cu-Mo, Cu-Si, Ag-SiO<sub>2</sub> отличаются высокими (до 98-99 %) коэффициентами отражения, однако имеют довольно низкую механическую и химическую устойчивость, что в ряде случаев ограничивает их использование. Для улучшения параметров этих структур (например Ag-Mo, Cu-Si) возможно использование ионной имплантации на начальных стадиях формирования отражающих покрытий.

Формирование покрытий проводилось в вакууме порядка  $2 \cdot 10^{-4}$  Па методом термического осаждения из тигля с электронным нагревом и ионного осаждения из Mo тигля-анода, расположенного в полем катоде на группу вращающихся подложек под потенциалом до 1-2 кВ. Обработка ионами N<sup>+</sup>, Ag<sup>+</sup> с энергиями 75-150 кэВ при плотностях тока до 1 мкА/см<sup>2</sup> осуществлялась на установке типа "Везувий" при секторном сканировании образцов без их дополнительного нагрева (дозы от  $10^{14}$  до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup>).

Проведенные исследования адгезионной прочности, устойчивости к истиранию и агрессивным средам для полированных образцов размером до 20-76 мм при толщине покрытий от 20-30 до 300-500 нм показали, что при прочих равных условиях обработка ионами покрытий толщиной до 30-50 нм увеличивает их адгезионную прочность от уровня 4-10 МПа до 100 МПа и выше. При этом устойчивость к истиранию возрастает в 2-20 раз в зависимости от видов испытаний на царапание и износ. Химическая устойчивость возрастает при использовании ионного осаждения покрытий в 2-3 раза, однако коэффициент отражения облученных покрытий падает на несколько процентов, что связано с образованием углеводородных соединений при облучении. При сочетании ионного облучения покрытий на начальной стадии и последующего вакуумного осаждения Ag-покрытия до уровня толщины порядка 300-400 нм образцы обладают оптимальными характеристиками при дозах облучения  $3 \cdot 10^{15}$ - $10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Так адгезионная прочность Ag на Mo-подложках превышает 80 МПа (800 кг/см<sup>2</sup>).

Расчеты показывают, что при режимах облучения, обеспечивающих выделение энергии ионов в покрытие и на границе с подложкой порядка  $10^7$  Дж/моль, происходит образование растворов материала покрытия и подложки в зоне их раздела толщиной до 10-30 нм, что подтверждают спектры ОРР. Облучение покрытий толщиной более 100 нм после их формирования заметно ухудшает все характеристики таких структур за счет внутренних напряжений в покрытии и изменения топографии поверхности, что особенно заметно при дозах облучения более  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>.

## ВЛИЯНИЕ ЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ $\text{SiO}_2$ НА ДЕФЕКТНОСТЬ GaAs

Е.Ю. Боярко<sup>1)</sup>, Ю.Ю. Крючков<sup>1)</sup>, В.М. Малютин<sup>1)</sup>, В.П. Кощев<sup>2)</sup>

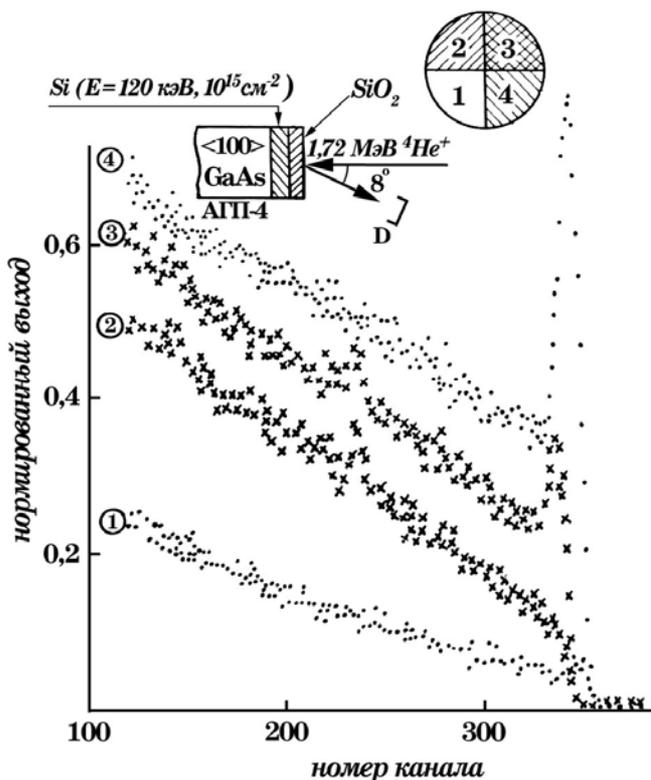
<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г.Томск, Россия

<sup>2)</sup>Сургутский государственный университет, г.Сургут, Россия

Обнаружено влияние защитного покрытия, выполненного в виде пленки  $\text{SiO}_2$  (толщиной  $\approx 50\text{нм}$ ), на совершенство кристалла (величину выхода резерфордовского обратного рассеяния каналированных (РОРК) ионов гелия)

частично разупорядоченного ионами кремния ( $E_{\text{Si}} = 120\text{кэВ}$ , доза  $1,0 \cdot 10^{15}\text{см}^{-2}$ ) слоя кристалла (100) GaAs. Имплантацию ионов Si осуществляли через пленку, затем с части образца пленку удаляли путем химического травления.

На рисунке представлены нормированные выходы ионов гелия, измеренные в четырех областях кристалла. Наличие пленки  $\text{SiO}_2$  приводит к сдвигу нормированных выходов 2 и 3 относительно 1 и 4. Величина пика радиационных нарушений в области (3), покрытой пленкой  $\text{SiO}_2$ , более чем в два раза меньше, чем в области (4), где защитная пленка была удалена. Этот результат может быть



объяснен как увеличением концентрации дефектов в области, где удалена пленка, так и преимущественно междуузельным положением смещенных атомов кристалла при их равной концентрации в области 3 и 4. Первое предположение уже выдвигалось ранее в [1]. В этой работе наблюдалось 30% увеличение выхода РОРК ионов гелия из частично разупорядоченной ионами аргона области кристалла кремния при удалении приповерхностного слоя. Увеличение концентрации дефектов происходит вследствие релаксации упругой деформации кристалла в неупругую, когда приповерхностный слой удаляется.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гётц Г., Клинге К.Д., Миттенбахер У., Соловьев В.С. // Труды VII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. – М.: Изд-во МГУ, 1976. – С. 205.

# ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМОГО МАССОПЕРЕНОСА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИ МНОГОКРАТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Анализ закономерностей, свойственных процессу массопереноса при воздействии на металлы и сплавы концентрированными потоками энергии (мощными импульсными ионными и электронными пучками, лазерным излучением), а также при импульсном механическом деформировании (ударные, взрывные, ультразвуковые и др. воздействия), показывает сходные черты в миграции примесных атомов и в изменении структурно-фазовых состояний. Это проявляется в ускоренном массопереносе (значения эффективных коэффициентов диффузии примесных атомов на 8-10 порядков превышают величины коэффициентов диффузии в образцах с такой же структурой при обычной термически активированной диффузии). Также наблюдаются одинаковая зависимость подвижности атомов от количества актов импульсного воздействия и уменьшение скорости массопереноса с увеличением количества нагружений. Обнаруживается одновременный рост плотности дислокаций, пробег которых при этом резко снижается. Из-за структурной чувствительности массопереноса принято считать, что наиболее вероятным его механизмом является диффузия по мигрирующим границам зерен и дислокациям. Но новое структурное состояние металла после предварительно осуществленных одного или двух импульсных воздействий характеризуется высокой степенью деформации и вследствие этого повышенным содержанием дефектов типа дислокаций и вакансий по сравнению с исходным образцом. Следовательно, можно предположить, что генерируемые дефекты, являясь стоками для межузельных (и/или примесных) атомов, тормозят их миграцию. Поэтому существенные изменения концентрационных профилей, фиксируемых после повторных воздействий, происходят преимущественно только в тонком поверхностном слое, а наблюдаемые длиннопробежные "хвосты" формируются во время первого воздействия. Для количественного описания указанных особенностей используется модель, в которой наряду с объемной диффузией (под действием градиентов концентрации, температуры и давления) учитывается диффузия по мигрирующим границам зерен (дислокационным трубкам), взаимодействующих с примесью. Каждому механизму соответствует свой эффективный коэффициент диффузии. При воздействии импульсными пучками частиц возможный массоперенос в расплаве прогнозируется в рамках локально неравновесных теорий. Из сопоставления результатов моделирования с экспериментальными концентрационными профилями оценивается вклад учитываемых механизмов массопереноса.

# ЛОКАЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫЙ МАССОПЕРЕНОС В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ БИНАРНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ

Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

В последнее время особый интерес вызывают быстро протекающие процессы кристаллизации/плавления, инициированные импульсным воздействием источника энергии высокой мощности (ионные, электронные пучки, лазерное излучение) на поверхность металлических материалов. Возникающие при этом плавление и вторичное затвердевание характеризуются сверхвысокими температурными градиентами и скоростями движения межфазной границы. В этой ситуации как теплоперенос во время плавления, так и диффузия во время затвердевания протекают в локально-неравновесных условиях, что позволяет получать в результате материалы с уникальными физико-химическими свойствами, представляющими большой практический интерес. Указанные процессы фазовых превращений для простейших бинарных сплавов определяются несколькими характерными временными масштабами. Один из них связан со скоростью движения границы фазового перехода  $V$ , а другие – с диффузией примеси (выравниванием концентрации примеси со скоростью  $V_D$ ) в твердой и жидкой фазах. Это существенно расширяет спектр возможных направлений протекания фазовых переходов. Некоторые характерные режимы кристаллизации рассматриваются в данной работе. Неизотермическое движение плоского фронта затвердевания и диффузия примеси в расплаве химически инертного бинарного сплава анализируются в рамках локально неравновесной модели [1]. Результатом учета только временной нелокальности является то, что при  $V=V_D$  происходит качественное изменение характера диффузии примеси в жидкой фазе: диффузионный слой сокращается до нуля и при  $V \geq V_D$  диффузия перед поверхностью фазового перехода отсутствует. Такая смена механизмов затвердевания наблюдается в экспериментах по высокоскоростной кристаллизации некоторых бинарных сплавов. При дополнительном учете пространственной нелокальности переход к бездиффузионному механизму затвердевания не предсказывается.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Афонькина Е.А., Вершинин Г.А., Геринг Г.И. // Физика и химия обработки материалов, 2004. № 2, с. 5.

# ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ И ИОНАМИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОКСИДА ЦИНКА

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

Обобщены результаты исследований оптических (спектры отражения, пропускания, люминесценции и фото-ЭПР,  $T=4\div 400$  К) и электрофизических свойств, облучённых электронами ( $E=4$  МэВ,  $f_1=7,5\times 10^{18}$  см<sup>-2</sup>,  $f_2=1,2\times 10^{19}$  см<sup>-2</sup>) и ионами средних (ионы водорода, кислорода, азота и аргона,  $E=50, 150, 300$  кэВ,  $f=10^{14}\div 4\times 10^{17}$  см<sup>-2</sup>); протоны –  $E=7,7$  МэВ,  $f=10^{15}$  п/см<sup>2</sup>), а также высоких (углерод –  $E=90$  МэВ,  $f=1,3\times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>; кислород –  $E=110$  МэВ,  $f=1,3\times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>) энергий.

Показано, что подбором типа и режимов облучения при увеличении дозы воздействия можно добиться поэтапного улучшения совершенства кристаллической решётки с плавным переходом к её нарушению с последовательным образованием кислородных вакансий (F-центров), вакансий цинка и при наличии примеси сложных центров типа  $F_{Li}$ ,  $V_{Zn}D$  и бивакансий. Наконец, ионная имплантация при дозах выше  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> обычно сопровождается металлизацией поверхности образца.

Появление радиационных дефектов приводит к понижению уровня Ферми и перезарядке точечных дефектов, отмечается постепенное гашение интенсивности экситонной и видимой люминесценции ZnO с перераспределением последней в длинноволновую область спектра, что объясняется изученным в данной работе перепоглощением люминесценции образовавшимися радиационными дефектами.

Изучено поведение природных и радиационных дефектов ( $Li_{Zn}$ ,  $Fe_{Zn}$ ,  $Cu_{Zn}$ ,  $V_O$ ,  $V_{Zn}$  и т.д.) при фотовозбуждении и их вклад в электронно-дырочные процессы переноса заряда (техника эксперимента в /1,2/). В частности, зафиксирована возможность оптического формирования в облучённых монокристаллах ZnO  $Fe_{Zn}^{2+}$ ,  $Fe_{Zn}^{3+}$  и  $Fe_{Zn}^{4+}$  - состояний и структурная люминесценция  $Fe_{Zn}^{3+}$  - центров в красной ( $690 \div 750$  нм) и инфракрасной ( $\lambda_{max}$  при 1150; 1166,6; 1176,2; 1179,6 и 1182,9 нм –  $T=4,2$  К) областях спектра. В монокристаллах ZnO, облучённых электронами ( $E=4$  МэВ,  $f=7,5\times 10^{18}$  см<sup>-2</sup>), впервые обнаружена сложная ИК-люминесценция с  $\lambda_{max}=1258,5$  и 1650 нм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Никитенко В.А. // Журнал прикладной спектроскопии, 1992, т. 57, с. 367.
2. Никитенко В.А. и др. // Неорганические материалы, 1994, т. 30., с. 1043.

## ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНО МАЛЫХ ФЛЮЕНСОВ ЭЛЕКТРОНОВ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ПРОБЛЕМЫ

А.Б. Коршунов<sup>1)</sup>, А.Н. Иванов<sup>2)</sup>, Ю.Н. Жуков<sup>3)</sup>,  
И.В. Голубцов<sup>4)</sup>, В.К. Нарва<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup> МИСиС, Москва, Россия,

<sup>3)</sup> НИИ приборов, г. Лыткарино, Моск. обл., Россия,

<sup>4)</sup> Химический факультет МГУ, Москва, Россия

Образцы карбидостали состава: карбид титана TiC – 40 мас. %, сталь Х6ВЗМ – 60 мас. %, изготовленные методом порошковой металлургии при различных режимах спекания, изменяют свои свойства под действием быстрых электронов в интервале флюенсов от  $10^0$  до  $10^7$  эл./см<sup>2</sup>. Исследования изменений субструктуры компонентов карбидостали – TiC и феррита  $\alpha$ -Fe – проведены методом рентгеновской дифрактометрии,

На основе мозаичной модели поликристалла методом аппроксимации в адиабатическом приближении рассчитаны доли упругой энергии, заключенной в границах блоков и в микродеформациях кристаллических решеток TiC и  $\alpha$ -Fe.

Показано, что в большинстве образцов фаза TiC представляет собой энергонасыщенное вещество, в котором упругая энергия заключена целиком в микродеформациях кристаллической решетки. Облучение электронами разрушает это состояние вещества, причем высвобождающаяся энергия в основном рассеивается, а частично переходит в упругую энергию границ блоков TiC и упругую энергию микродеформаций кристаллической решетки  $\alpha$ -Fe.

В остальных образцах энергонасыщенное вещество не образуется. В них в ряде случаев наблюдается увеличение полной упругой энергии после облучения электронами. Поскольку передаваемая электронами энергия ничтожно мала по сравнению с приростом упругой энергии, можно считать доказанным, что этот прирост обусловлен падающим на образцы карбидостали зондирующим рентгеновским излучением.

# ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СКОРОСТЬ УДАЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ И КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

В.В.Козловский<sup>1)</sup>, Е.В.Богданова<sup>2)</sup>, В.В.Емцев<sup>2)</sup>, К.В.Емцев<sup>2)</sup>,  
А.А.Лебедев<sup>2)</sup>, В.Н.Ломасов<sup>1)</sup>, А.Э.Васильев<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

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

Несмотря на широкораспространенное мнение о повышенной радиационной стойкости приборов на основе карбида кремния, до настоящего времени прямых сравнительных экспериментов по влиянию облучения на свойства широкозонных полупроводников проведено не было. В настоящей работе впервые проведено сравнение двух полупроводников: карбида кремния и кремния - базового полупроводника современной электроники.

В качестве "модельного" вида облучения было выбрано облучение электронами с энергией  $\sim 1$  МэВ, поскольку электроны такой энергии генерируют только точечные радиационные дефекты (собственный междоузельный атом и вакансия) равномерно по глубине полупроводниковой пластины толщиной в сотни микрон, причем каждый электрон создает примерно одну пару Френкеля. При использовании других видов облучения, например протонов или альфа-частиц, наряду с радиационными дефектами, возникает дополнительный фактор влияния – атомы образующихся газов, причем влияния различных факторов весьма трудно разделить [1].

Для описания радиационного воздействия на полупроводники обычно используют коэффициенты изменения основных электрофизических параметров. Нами контролировалась концентрация носителей заряда (холловскими и вольт-фарадными методами). Чтобы минимизировать разницу между концентрациями доноров и электронов в широкозонном полупроводнике опыты выполнялись на слаболегированных образцах. Пленки SiC были получены методом сублимационной эпитаксии, монокристаллы Si выращивались методом бестигельной зонной плавки.

Полученные в настоящей работе результаты убедительно показывают, что скорость введения радиационных дефектов в полупроводник при электронном облучении, оцененная из скорости удаления носителей заряда, для карбида кремния по крайней мере на порядок меньше, чем для кремния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. – СПб.: Наука, 2003, с. 268

# АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКОВ, ПОДВЕРГНУТЫХ РАДИАЦИОННОМУ ОБЛУЧЕНИЮ И НАВОДОРОЖИВАНИЮ

В.Л. Ульянов, А.А. Ботаки, В.В. Ульянов  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Экспериментально исследовались кристаллы со структурой NaCl (модельные кристаллы), керамики и нелинейные диэлектрики на основе оксидных твердых растворов цирконата и титаната свинца после облучения и наводороживания. Производилось при комнатной температуре рентгеновское и гамма-облучение, а также облучение низкоэнергетическими электронами и нейтронами. Получены амплитудные зависимости дислокационного внутреннего трения  $\delta(\varepsilon)$ . В монокристаллах критическая амплитуда  $\varepsilon_i$ , разделяющая области амплитудно-независимого (АНВТ) и амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), тем больше, чем выше общая концентрация примесей. После радиационного воздействия  $\varepsilon_i$  смещается в сторону больших амплитуд при общем снижении ВТ. В области АЗВТ зависимости  $\delta_h(\varepsilon^*) \sim (\varepsilon^*)^n$  являются степенными как для необлученных, так и облученных кристаллов со структурой NaCl. При облучении энергия связи дислокаций с закрепляющими центрами увеличивалась. Наводороживание вело к изменениям ВТ, близким изменениям при облучении. Водород-галогенные комплексы могли становиться центрами торможения. Энергия их связи с дислокациями порядка 1,2 эВ. Рентгеновское излучение стимулирует переход водорода в область дислокационного ядра с последующей его диффузией вдоль дислокаций. Скорости упругих волн в высокоглиноземистых керамиках МК, ГБ-7 (основная кристаллическая фаза состоит на 97 – 99 % из  $Al_2O_3$ ) и стеатитовых керамиках СК-1, СНЦ (основная кристаллическая фаза состоит на 50 – 54 % из  $SiO_2$ ) монотонно убывают с ростом флюенса нейтронов. Наименьшие изменения скоростей волн вследствие облучения испытывает керамика с наибольшим содержанием в кристаллофазе  $Al_2O_3$ . Уровень затухания ультразвуковых упругих волн уменьшается с увеличением флюенса нейтронов. Исследовались концентрационные зависимости акустических характеристик неполяризованной керамики системы  $Pb_{0,95}Sr_{0,05}(Zr_xTi_{1-x})O_3 + 1\%Nb_2O_5; 46 \leq x \leq 60$  вблизи тетрагональной Т-фазы, ромбической R-фазы, на границе и внутри (Т – R)-фазы (область морфотропного фазового перехода) после рентгеновского облучения. На границах (Т – R) области наблюдаются два максимума декремента затухающих колебаний упругих волн, а внутри – один максимум  $\delta$ , приходящийся приблизительно на середину области морфотропного фазового перехода. Механизм затухания ультразвуковых упругих волн в исследованных материалах связан с взаимодействием волн с подвижными доменными стенками разной ориентации.

# ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СОСТОЯНИЯ ТОНКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПЛЕНОК, СОЗДАНЫХ МЕТОДАМИ ЭПИТАКСИИ И ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А.К. Ташатов

Каршинский инженерно-экономический институт,  
Карши, Узбекистан

В последние годы всё больше возрастает интерес ученых и практиков к тонким пленкам силицидов металлов и эпитаксиальным пленкам  $\text{CoSi}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{GaAs}$ . Это прежде всего обусловлено, уникальными физическими свойствами этих плёнок. На их основе можно получать новые многослойные системы типа силицид-диэлектрик-полупроводник, необходимые для создания чрезвычайно сложных приборов твердотельной электроники. В последние годы интенсивно ведутся исследования в направлении создания и изучения физико-химических свойств тонких ( $500\div 1000 \text{ \AA}$ ) и сверхтонких ( $100\div 200 \text{ \AA}$ ) силицидных пленок. Получены основные сведения о составе, морфологии поверхности и эмиссионных свойствах тонких пленок силицидов бария, кобальта и палладия, полученных в условиях сверхвысокого вакуума. Наряду с фундаментальными исследованиями системы кремний - силицид, интенсивно проводятся работы по созданию на их основе новых приборов микро- и нанoeлектроники. Несмотря на это, до сих пор не выяснены многие аспекты кристаллического роста тонких пленок силицидов в процессе термического осаждения в сочетании с высокотемпературным прогревом. Отсутствуют данные о концентрационных профилях распределения атомов на границе силицид - кремний, а также достоверные сведения о типах и параметрах решетки, о степени ионности образующихся связей между атомами кремния и металла, об эмиссионных и электрофизических свойствах пленок силицидов субмикронной толщины. Практически не исследована электронная структура сверхтонких плёнок силицидов металлов (в том числе  $\text{Mn}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Co}$ ,  $\text{Pd}$ ). В последнее время интенсивно ведутся исследования по созданию плёночных систем  $\text{CoSi}_2\text{-CaF}_2\text{-Si}$  и изготовления на их основе перспективных электронных приборов. Повышенный интерес к подобной системе обусловлен тем, что  $\text{CoSi}_2$ ,  $\text{CaF}_2$  и  $\text{Si}$  обладают идентичной кристаллической структурой и близкими величинами постоянной их решеток. Однако до сих пор, детально не исследованы процессы МЛЭ и ТФЭ роста тонких пленок  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{CoSi}_2$ ,  $\text{Si}$  на поверхности друг друга. Не изучены подробно физические свойства данных структур, имеются расхождения в интерпретации экспериментальных результатов. Отсутствует также достоверные сведения по созданию ультратонких контактов на поверхности эпитаксиальных пленок. С точки зрения создания новых типов приборов микроэлектроники наиболее перспективными являются системы типа  $\text{Si-GaAs}$ ,  $\text{CoSi}_2\text{-CaF}_2\text{-GaAs}$ . Однако, возможности создания таких систем пока ещё находятся в стадии развития. Главной трудностью в их создании является существенное различие постоянной решетки  $\text{CaAs}$  от постоянных решеток  $\text{Si}$ ,  $\text{CoSi}_2$  и  $\text{CaF}_2$ . Это в свою очередь требует создания переходных слоев с перестраиваемой постоянной решетки. В данном докладе даётся анализ экспериментальных работ по созданию тонкоплёночных многослойных систем методом высоковакуумного осаждения и ионной имплантации.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Т.Д. Раджабов<sup>1)</sup>, А.М. Назаров<sup>2)</sup>, С.В.Пичко<sup>1)</sup>, Курбанов Д.Э.<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>ТУИТ, г. Ташкент, Узбекистан

<sup>2)</sup>Ташкентский государственный технический университет,  
г. Ташкент, Узбекистан

Для скоростных оптических систем передачи информации, с большой протяженностью наиболее эффективным является использование эрбиевых оптических усилителей EDFA (оптические усилители, легированные эрбием), работающих на длине волны 1,55 мкм и обладающих низкими оптическими потерями.

В последнее время появилось несколько работ, посвященных исследованию свойств оптических материалов, легированных ионами редкоземельных элементов, таких как ионы неодима ( $Nd^{3+}$ ) эрбия ( $Er^{3+}$ ) иттербия ( $Yb^{3+}$ ), церия ( $Ce^{3+}$ ), празеодима ( $Pr^{3+}$ ), гольмия ( $Gm^{3+}$ ) и туллия ( $Tm^{3+}$ ). Из всего ряда редкоземельных элементов наиболее эффективным являются трехвалентные атомы эрбия ( $Er^{3+}$ ), так как использование оптического волокна, легированного эрбием, на рабочей длине волны 1,55 мкм позволяет получать высокую эффективность мощности накачки. При создании волоконно-оптических линий связи легированное волокно может использоваться для оптического усиления и других преобразований.

Нами исследуется технология ионной имплантации световодов эрбием, позволяющая получать большие коэффициенты усиления и высокие концентрации введенного эрбия при малых энергиях ионной имплантации [1]. Введение ионов эрбия в оптические волокна производится на модернизированной установке ионной имплантации с энергией до 100 кэВ и дозами в диапазоне  $10^{16}$ - $10^{19}$  ат/см<sup>2</sup>. Для обеспечения условия эффективного внедрения эрбия в кремниевые и кварцевые подложки также исследовали метод ионного перемешивания системы Er-SiO<sub>2</sub>, при котором имплантация атомов эрбия достигается за счет бомбардировки предварительно нанесенного тонкого слоя (до 50-100 нм) эрбиевого покрытия на SiO<sub>2</sub> потоками Ag<sup>+</sup> с энергией более 100 кэВ.

Образцы были исследованы на электронном микроанализаторе "JEOL" для определения элементного состава и получения сравнительных данных для различных вариантов нанесения эрбия. Исследования показали равномерное распределение введенной примеси на поверхности и достаточно глубокое их проникновение.

## Литература

1. Раджабов Т.Д. и др.// Труды XI НТК по вакуумной науке и технике, г. Судак.2004.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО $\text{CaF}_2$

Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

Наиболее перспективными диэлектрическими материалами в создании ПДП, МДП-структур являются флюориты кальция и бария. Во многих случаях возникает необходимость контролируемого изменения электронной структуры поверхности этих материалов. Для этого можно использовать метод ионной имплантации /1/. В данной работе приведены экспериментальные результаты по изучению изменения электронных свойств  $\text{CaF}_2$  при имплантации ионов Ва, Na, Mg и последующем термическом отжиге. Состав поверхности определялся методом ОЭС, а электронная структура – УФЭС. Имплантация ионов осуществлялась с  $E_0 = 1$  кэВ при дозе насыщения  $D = 4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Независимо от типа ионов имплантация приводила к уменьшению ширины запрещенной зоны  $E_g$  до 4 – 5 эВ (для нелегированного  $\text{CaF}_2$   $E_g = 9,1$  эВ). Наблюдаемый эффект объясняется частичной заменой Ca атомами легирующего элемента, увеличением концентрации избыточных атомов металла и разупорядочением приповерхностного слоя. Постимплантационный температурный отжиг позволяет получить эпитаксиальную пленку типа  $\text{Ca}_x\text{Me}_{1-x}\text{F}_2$ . Нами получены многокомпонентные пленки  $\text{Ca}_{0,4}\text{Ba}_{0,6}\text{F}_2$ ,  $\text{Ca}_{0,5}\text{Na}_{0,5}\text{F}_2$  и  $\text{Ca}_{0,5}\text{Mg}_{0,5}\text{F}_2$ . Ширина запрещенной зоны этих пленок соответственно составляет 8,2; 7,6 и 7,1 эВ. Изменяя энергию и дозу ионов можно менять содержание Me на поверхности и в глубине пленки и соответственно управлять шириной запрещенной зоны пленки. В случае лазерного отжига заметное перераспределение атомов в ионно – легированном слое происходит, начиная с плотности энергии излучения  $W=1,8$  Дж·см<sup>-2</sup>. При этом наблюдается гомогенизация материала мишени в слое  $\sim 40$  Å, а на большом расстоянии  $S_{\text{Ba}}$  резко уменьшается. По-видимому, это связано с локальным импульсным разогревом, когда коэффициент диффузии резко увеличивается в малой области. Однако, в этом случае ширина переходного слоя оказалась значительно большей, чем в случае кремния. Дальнейшее увеличение  $W$  приводило к интенсивной диффузии бария к поверхности и десорбции его оттуда, вследствие чего содержание бария в ионно-легированном слое резко уменьшалось. На концентрационные профили распределения атомов легирующего элемента и матрицы существенное влияние оказала также лазерно-стимулированная диффузия атомов подложки (кремний), на которую нанесена пленка  $\text{CaF}_2$ . В работе дается анализ и обсуждение полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Нормуродов М.Т., Умирзаков Б.Е. Энергетические спектры поверхности твердых тел имплантированных ионами низких энергий. -Ташкент: Фан, 1989, с. 154.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ АМОРФИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ Si(111) ПРИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ЩЕЛОЧНЫМИ ИОНАМИ Na<sup>+</sup>

С.Ж. Ниматов, И.А. Гарафутдинова, Д.С. Руми, У.Б. Шаропов  
Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Одной из актуальных задач ионной технологии является "залечивание" устойчивых дефектов, возникающих в результате ионной бомбардировки или отжига радиационных нарушений. Восстановление структуры аморфизированных слоев представляет собой эпитаксиальную рекристаллизацию на кристаллической матрице, которой являются не разрушенные при ионном облучении более глубокие слои мишени. С физической точки зрения механизм этого процесса сложен и недостаточно изучен, особенно в области низких энергий для лёгких бомбардирующих ионов /1/.

Методом дифракции электронов низких энергий (ДЭНЭ) "рефлекс/фон" /2/ получена зависимость температуры отжига  $T_{отж.}$ , при которой восстанавливается дифракционная картина от поверхности Si(111), аморфизированной облучением ионами Na<sup>+</sup> с дозой  $d = 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup> и энергией  $E_i$  до 1000эВ. Установлено, что:

1) температура рекристаллизации аморфизированной поверхности Si(111) плавно растет в диапазоне 150°-450°С при энергии  $E_i > 500$  эВ, а в области  $E_i < 500$  эВ слабо зависит от энергии ионов Na<sup>+</sup>, составляя ~150°С;

2) на образцах Si(111), выращенных в хлоридном процессе, при облучении поверхности ионами Na<sup>+</sup> с энергией ~ 200÷300 эВ, при  $T_{ком.}$ , без последующего отжига синтезируется химическое соединение в виде монослойного покрытия Si(111)- (1x1) NaCl R30°;

3) отжиг полностью аморфизированной ионами Na<sup>+</sup> ( $E_i \sim 1000$  эВ,  $d \sim 10^{15}$  ион/см<sup>2</sup>) поверхности Si(111) при  $T_{отж.} = 1000$ °С уменьшается степень дефектности поверхности на 50% без перестройки исходной структуры 1x1.

Работа выполнена по гранту Ф.2.1.16 Центра по науке и технологиям Республики Узбекистан.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Плюснин Н.И. и др. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2000, № 6, с. 22.
2. Гарафутдинова И.А и др. // Информационное сообщение № 395- Ташкент: ФАН, 1986, с. 8

## ПОВРЕЖДЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.П. Антипенко, Г.Л. Бочек, В.В. Ганн, С.В. Дюльдя, Н.И. Маслов  
ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

Если исследуемый монокристалл кремния располагается по отношению к потоку воздействующих электронов не произвольным образом, а ориентирован, например, кристаллографической осью, вдоль направления распространения электронов, то проявляются физические явления и закономерности, обусловленные периодической структурой кристаллической решетки /1-2/. Эффективность радиационного повреждения ориентированного монокристалла зависит от знака заряда воздействующих частиц. При воздействии электронов эффективность повреждения ориентированного монокристалла больше, а при воздействии позитронов меньше по сравнению с эффективностью повреждения разориентированного монокристалла /3/. Эффективность радиационного повреждения разориентированного монокристалла электронами и позитронами совпадает.

В данной работе представлены результаты исследований радиационного повреждения монокристаллов кремния различной толщины. Величина эффективности повреждения электронами ориентированного кремния уменьшается при увеличении толщин монокристаллов в интервале 30-2000 мкм. Проведено сравнение зависимости эффективности повреждения ориентированных кристаллов *Si* от толщины с результатами математического моделирования эволюции потока каналированных электронов и эффективности дефектообразования при проникновении электронов в кристалл. Для дефектообразования в тонком (30 мкм) кристалле имеет место удовлетворительное согласие данных моделирования и экспериментов. В более толстых кристаллах экспериментально измеренная величина ориентационного эффекта в дефектообразовании существенно превышает рассчитанную. Было сделано предположение, что большая величина ориентационного эффекта в дефектообразовании в толстых кристаллах связана с генерацией в них гамма-излучения. Анализ особенностей генерации гамма-излучения в ориентированных кристаллах подтверждают реальность предположения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Мороховский В.Л., Коваленко Г.Д., Гришаев И.А., Фисун А.Н., Касилов В.И., Шраменко Б.И., Криницын А.Н. // Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, в. 3, с.162.
2. Ахиезер А.И., Болдышев В.И., Шульга Н.Ф. // ДАН СССР, 1976, т. 226, № 2, с. 295-297.
3. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. // УФН, 1982, т. 87, в. 4, с. 561-604.
4. Антипенко А.П., Ганн В.В., Касилов В.И., Маслов Н.И., Неклюдов И.М., Пугачев Г.Д., Хейфец М.И. // УФЖ, 1984, т. 9, в. 6, с. 900-904.
5. Antipenko A.P., Bochek G.L., Blazhevich S.V., Kulibaba V.I., Maslov N.I., Truten` V.I., Shramenko B.I., Shulga N.F. // 3-rd Soviet Japanese Symposium on Interacti of Fast Charged Particles with Crystals, Tashkent, October 1988.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ ГИБКОЦЕПНЫХ АМОРФНО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

Г.А.Дискант<sup>1)</sup>, Г.Е. Колесов<sup>1)</sup>, А.И. Купчишин<sup>2)</sup>, А.Д. Мурадов<sup>2)</sup>,  
Ф.Ф. Комаров<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Казахский национальный педагогический университет им. Абая,  
г. Алматы, Казахстан

<sup>2)</sup> Казахский национальный университет им. аль-Фараби,  
г. Алматы, Казахстан

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

Облучение полимерных материалов различной молекулярной массы (ММ) сопровождается разными эффектами. Нами проведено исследование процессов деформации после электронного облучения трех типов полимеров, различающихся характером межмолекулярного взаимодействия, температурами плавления и стеклования, механическими и другими свойствами.

Исследовались промышленные неориентированные пленки аморфно-кристаллических полиимида, лавсана и тедлара толщиной 90 - 100 мкм.

Облучение образцов производилось на воздухе в специальных держателях на ускорителе электронов типа ЭЛУ-6 при 25 °С с энергией 2 МэВ.

Поглощенные дозы составляли: у полиимида – 25, 50, 500 кГр, 40 и 100 МГр; у лавсана и тедлара – 25, 50, 100, 250 и 500 кГр.

Образцы с длиной рабочей части 25 мм деформировались в режиме одноосного растяжения на экспериментальной компьютерной установке (на базе разрывной машины РМУ-0,05-1) с соответствующим программным обеспечением при различных температурах. Испытания пленок производилось согласно ГОСТ 14236-81 и ГОСТ 11262-80.

Изменение механических свойств облученных образцов материалов связано с характерными структурными изменениями. В области доз до 500 кГр во всех материалах деструкция наблюдается в меньшей степени, а более интенсивно идет сшивание. В полиимиде в области доз до 500 кГр деструкция выражена значительно слабее, чем у лавсана и тедлара и продольные размеры кристаллитов практически не изменяются. Более заметные структурные изменения в полиимиде происходят при дозах электронного облучения от 40 до 100 МГр.

Образцы с высоким значением ММ содержат большую долю межфибриллярных аморфных прослоек. Установлено, что дозы электронного облучения до 500 кГр не приводят к заметному уменьшению модуля упругости. Большие дозы облучения полиимида (до 100 МГр) вызывают эффективное подавление пластичности и ползучести.

# СВЯЗЬ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ С ЦЕПЯМИ МАРКОВА

А.И. Купчишин<sup>1)</sup>, Т.А.Шмыгалева<sup>1)</sup>, А.А Купчишин<sup>2)</sup>, Ф.Ф. Комаров<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби,  
г. Алматы, Казахстан

<sup>2)</sup>Казахский национальный педагогический университет им. Абая  
г. Алматы, Казахстан

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

Процесс взаимодействия ионов с твердым телом и образования первично-выбитых атомов и радиационных дефектов является марковским процессом, поскольку все вероятностные характеристики в будущем зависят лишь от того, в каком состоянии этот процесс находится в настоящее время и не зависит от того, каким образом он протекал в прошлом. Показано, что взаимодействие частиц с веществом, в том числе с твердым телом и образование радиационных дефектов описывается цепью Маркова, поскольку в выражения для КВФ, спектров ПВА и концентрации радиационных дефектов входит произведение вероятностей, являющихся вероятностями перехода для цепи Маркова. Например, выражение для спектра первичновыбитых атомов для ионов получается из уравнения Колмогорова - Чэпмена и имеет следующий вид:

$$W(E_0, E_2, h) = \psi_{ij} = \sum_{n=0}^{n_1} \int_0^h \psi_{ik} \cdot \psi_{km} \cdot \psi_{ms} \cdot (1) \quad (1)$$

В этом выражении под знаком интеграла содержится произведение вероятностей.

1.  $\psi_{ik}$  - вероятность того, что ион достигнет глубины  $h'$  после  $(n-1)$ -го соударения при условии, что произошло предыдущее событие, а именно, на некоторой глубине была генерирована первичная частица - ион:

$$\psi_{ik} = \frac{1}{\lambda_0^n} \left( \frac{E_0}{E_0 - kh'} \right)^{\frac{1}{\lambda_0 ak}} \exp \left( \frac{h'}{\lambda_0} \right) \left( \left( \ln \left( \frac{E_0}{E_0 - kh'} \right) \right) / ak - h' \right)^n. \quad (2)$$

2.  $\psi_{km} = \omega(E_0, E_2, h')$  - условная вероятность того, что образовался первично-выбитый атом с энергией  $E_2$  от иона с энергией  $E_0$  после  $n$ -кратного соударения.

3.  $\psi_{ms} = \exp \left( -\frac{h-h'}{\lambda_2} \right) / \lambda_2$  - условная вероятность того, что ПВА, образованный на глубине  $h'$  в  $n$ -кратном взаимодействии иона с веществом, достигнет глубины  $h$ . Спектр ПВА  $W(E_0, E_2, h)$  есть вероятность того, что от электронов с энергией  $E_0$  образуется определенное количество первичновыбитых атомов.

# О ПОРОГОВЫХ ЭНЕРГИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ВАКАНСИОННЫХ СКОПЛЕНИЙ НА ДИНАМИЧЕСКОЙ СТАДИИ ОБЛУЧЕНИЯ

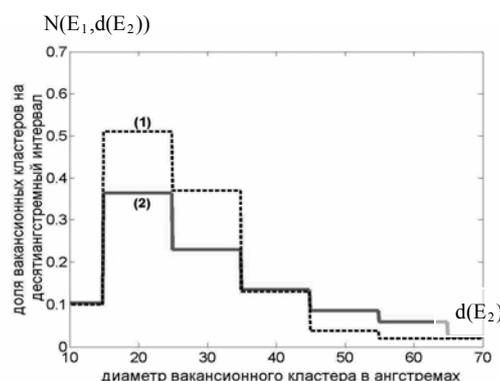
К.В. Потатий, А.И. Купчишин, Д.Ю. Соколов  
 Казахский Национальный университет им. аль-Фараби,  
 г. Алматы, Казахстан

Рассмотрено влияние пороговой энергии образования вакансионных кластеров на их распределение по размерам с учетом вероятностного характера взаимодействия первично выбитого атома ПВА с соседними атомами. В каскаде атомных смещений (КАС) вакансии расположены достаточно близко, что допускает существенное влияние зоны спонтанной рекомбинации (ЗСР) точечных дефектов на каскадную эффективность. Это связано с тем, что длина свободного пробега атом-атомных смещений сравнима с меж-атомным расстоянием. В результате аннигиляции близко расположенных пар Френкеля будет происходить частичная аннигиляция дефектов, и это будет влиять на число точечных дефектов в КАС. В настоящей работе количество вакансионных кластеров в случае тонких фольг в зависимости от кинетической энергии ПВА  $E_2$  и кинетической энергии  $E_1$  бомбардирующих частиц рассчитывалось по формуле:

$$N(E_1, E_2) = (d\sigma(E_1, E_2)/dE_2) \Phi t \nu(E_2) \xi(E_2), \quad (1)$$

где  $\Phi t$  – доза облучения,  $\xi(E_2)$  – каскадная эффективность. При расчетах для  $d\sigma(E_1, E_2)/dE_2$  использовалось сечение Резерфорда, функция  $\nu(E_2)$  бралась в приближении TRN-стандарта, при вычислении ЗСР использовалось сферическое приближение, а для радиуса спонтанной рекомбинации в случае металлов учитывалась

зависимость от температуры облучения. Сравнение расчетных значений распределений кластеров дефектов проводилось с экспериментальными данными работы Меркле /1/. Так как в этой работе наблюдались в основном вакансионные петли, то для размера кластера мы использовали выражение:  $d(E_2) = \gamma \Omega^{1/3} \sqrt{1.6 E_D(E_2) / (\pi E_d)}$ , где  $\Omega$  – атомный объем,  $E_d$  – энергия смещения,  $E_D$  – энергия Линдхарда,  $\gamma$  – параметр согласования максимального экспериментального диаметра петли с максимальной энергией ПВА  $E_{2max}$ . На рисунке по аналогии с /1/ приведены результаты расчетов распределения  $N(E_1, d(E_2))$  в виде гистограммы в относительных единицах (1 – результаты работы Меркле, гистограмма 2 – наш расчет:  $E_1=0.7$  МэВ, протоны, Au,  $k=0.0025$ ,  $\beta=2.5$ ).



## ЛИТЕРАТУРА

1. Merkle K.L. // Phys. Stat. Sol., v.18, 1966, p. 173.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ

С.К. Заманова<sup>1)</sup>, А.И. Купчишин<sup>1)</sup>, А.Д. Мурадов<sup>1)</sup>  
Т.А.Шмыгалева<sup>1)</sup>, Ф.Ф. Комаров<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Казахский национальный университет им. аль-Фараби,  
г. Алматы, Казахстан

<sup>2)</sup> Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко,  
г. Минск, Беларусь

Разработана каскадно-вероятностная модель процесса генерации радиационных дефектов в полимерных материалах, облученных электронами с энергиями  $10^{-3} - 10$  МэВ.

Предполагается, что в результате проникновения электронов в материал возникают каскады бинарных электрон-электронных и электрон-атомных упругих столкновений.

Процесс простейшего рассеяния электронов на свободных электронах мишени можно описать многократными интегралами. Одним из теоретико-числовых методов приближенного вычисления кратных интегралов является метод оптимальных коэффициентов. Интегралы вида

$$\int_0^1 \dots \int_0^1 f(\gamma_1, \dots, \gamma_s) d\gamma_1 \dots d\gamma_s$$

записываются в виде повторного и последовательно заменяются на аппроксимирующую сумму по каждой переменной. В итоге получаем

$$\int_0^1 \dots \int_0^1 f(\gamma_1, \dots, \gamma_s) d\gamma_1 \dots d\gamma_s = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f\left(\left\{\frac{a_1 k}{p}\right\}, \dots, \left\{\frac{a_s k}{p}\right\}\right) - R, \text{ и } |R| \leq C_1 \frac{\ln^\beta p}{N},$$

где константы  $C_1$  и  $\beta$  не зависят от  $p$  и  $N$ .

Методом оптимальных коэффициентов, адаптированного к процессам рассеяния частиц при электрон-электронных соударениях, моделируются энергетические спектры бомбардирующих электронов и рассчитываются импульсы, энергии переданные в результате парных взаимодействий на различных глубинах мишени.

Аналогичным образом моделируются распределения первичновыбитых атомов и вторичных электронов для различных сортов атомов мишени и рассчитываются потери энергии в каждом элементарном акте парных первичных и вторичных столкновений. Моделирование различных ветвей каскадов первичновыбитых атомов под действием бомбардирующего электрона проводится до тех пор, пока их энергия в результате столкновений не становится либо меньше энергии связи электронов, либо до пересечения их траектории с поверхностью мишени.

# АППРОКСИМАЦИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЙ НЕЙТРОНОВ (2 И 2.5МЭВ) ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЯДРОМ $^{96}\text{Mo}$

Р.А.Ивахникова <sup>1)</sup>, А.И.Купчишин <sup>1)</sup>, Т.А. Шмыгалева <sup>1)</sup>, А.А.Купчишин <sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Казахский Национальный университет им. аль-Фараби,  
г. Алматы, Казахстан

<sup>2)</sup>Казахский Национальный Педагогический университет им. Абая,  
г. Алматы, Казахстан

При взаимодействии нейтронов с ядрами могут происходить различные процессы. На этапе расчета параметров элементарного акта необходимо описание сечений различных каналов реакций и энергетических спектров ПВА в виде аналитических функций.

Нами разработаны физическая и математическая модели каскадно-вероятностных функций при генерации радиационных дефектов. Для расчета концентрации дефектов в металлах, облученных нейтронами, предлагается выражение каскадно-вероятностной функции для нейтронов с образованием протонов и  $\alpha$ -частиц:

$$\varphi_n(h', h, E_0) = \exp\left(-n \ln(\lambda_0) - \ln n! - \frac{1}{\lambda_0 a k} \ln\left(\frac{E_0 - kh'}{E_0 - kh}\right) - \frac{h - h'}{\lambda_0} + n \ln\left(h - h' + \frac{1}{a k} \ln\left(\frac{E_0 - kh'}{E_0 - kh}\right)\right)\right) \frac{\sigma_{i1} \cdot \sigma_{i2} \cdot \dots \cdot \sigma_{in}}{\sigma_i^n},$$

где  $n$ -число взаимодействий,  $h'$  и  $h$ -глубины генерации и регистрации,  $\lambda_0$  - пробег взаимодействия,  $\sigma_{i1}, \sigma_{i2} \dots \sigma_{in}$  - аппроксимированные выражения интегральных сечений деления, сечения неупругого и упругого взаимодействия,  $\sigma_i$  - полное сечение процесса,  $a, k$  - аппроксимационные коэффициенты /1/.

С помощью программы ЭВМ "STATISTICA" произведена аппроксимация экспериментальных данных /2/ при взаимодействии нейтронов с энергией 2 и 2,5 МэВ с ядром  $^{96}\text{Mo}$ , аналитические выражения для сечений соответственно имеют вид:

$$\sigma(E_n) = 0.046 \ln(0.51 \cdot E_n + 0.19 \cdot \sin(0.12 \cdot E_n) - 0.6) - 0.08 \cdot E_n + 0.35, \quad (1)$$

$$\sigma(E_n) = 0.58 \cos(3.18 \cdot E_n + 3.67 \cdot \sin(0.83 \cdot E_n + 0.55) - 8.1) + 0.44. \quad (2)$$

Получено хорошее согласие вычисленных значений  $\sigma(E_n)$  с экспериментальными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Купчишин А.И., Купчишин А.А., Шмыгалева Т.А. "Моделирование на ЭВМ КВ-функций и их связь с марковскими процессами", - Алматы: Изд. АГУ им. Абая, 2002, с. 197
2. Корж А.И., Мищенко В.А., Правдивый Н.М., Скляр Н.Т.// Ядерная физика, 1995, Т.58, с. 785.

# ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ КОРОННОГО РАЗРЯДА НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ И ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЛАВА "СЕНДАСТ"

Г.А.Шипко<sup>1)</sup>, М.А.Степович<sup>2), 3)</sup>

<sup>1)</sup> Ивановская государственная текстильная академия, г. Иваново, Россия

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

<sup>3)</sup> Ивановский государственный энергетический университет  
им. В.И. Ленина, г. Иваново, Россия

Изучены особенности кристаллической структуры, микроструктуры и прочностные свойства упорядочивающихся сплавов Fe-Si-Al (сендаст) после воздействия коронного разряда. Сила тока через образцы сплава составляла 60 мкА, а выделяемая мощность (0,24-0,27) Вт/см<sup>2</sup>. В исходном состоянии при T=300 К сплав обладает упорядоченной структурой ДОЗ, в которой узлы  $\beta$  и  $\gamma$  заняты только атомами железа, а узлы  $\alpha$  – атомами алюминия и кремния. Разрушение сплава происходит по границам зерен вследствие выделения на них фазы, обогащенной атомами алюминия и кремния.

Проведены электронно-микроскопические, рентгенодифракционные и гамма-резонансные исследования сплавов до и после их обработки в низкотемпературной плазме коронного разряда. Установлено, что в результате взаимодействия сплава со средой коронного разряда происходит дополнительное разупорядочение его кристаллической структуры, обусловленное накоплением вакансий. В результате усиливаются флуктуации ближайшего окружения атомов железа. При времени обработки менее 6-и часов этот процесс остается малозаметным на макроуровне. При увеличении времени обработки и достижении параметром разупорядоченности некоторого критического значения происходит упорядочение структуры сплава.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МАСКИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ФОТОШАБЛОНОВ, ФОРМИРУЕМЫХ С ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ

А.И. Камардин  
НПО "Академприбор", Ташкент, Узбекистан

К маскирующим покрытиям фотошаблонов для интегральных схем предъявляются жесткие требования по стойкости и дефектности тонких покрытий на стеклах. Толщина покрытий из Cr, Mo, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и ряда других материалов на стеклах К-8, как правило, не превышает 80-300 нм, что позволяет эффективно воздействовать на такие структуры с помощью ионной имплантации при энергиях до 150- 200 кэВ.

Были проведены исследования воздействия облучения ионами В<sup>+</sup>, F<sup>+</sup>, N<sup>+</sup>, Ag<sup>+</sup> и газовых смесей Ar-N<sub>2</sub> с энергиями 80-130 кэВ при плотностях токов до 2 мкА/см<sup>2</sup> на покрытия Cr, Mo, Ti, сформированных термическим и ионно-плазменным методом. Осаждение покрытий толщиной до 120 нм проводилось в один вакуумный цикл при степени вакуума до 10<sup>-4</sup> Па или в два цикла с использованием имплантации и механического воздействия для снижения пористости покрытий на стекле. Формировались также двухслойные покрытия из металлов и облученных полимерных пленок, после чего проводились сравнительные испытания партий шаблонов.

Как показали исследования механическая устойчивость таких покрытий (адгезионная прочность) практически всегда превышает 80 МПа. Наименее устойчивы к царапанию и износу покрытия Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (толщина 200-250 нм), при этом имплантация дозами свыше 5 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> заметно снижает их устойчивость. При облучении F<sup>+</sup> наблюдается быстрое распыление покрытия. Устойчивость покрытий Cr и Mo толщиной около 40 нм возрастает в 1,5-2 раза после обработки ионами Ag<sup>+</sup> или N<sup>+</sup> соответственно дозами 2 10<sup>15</sup>- 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>. Как показали расчеты наиболее эффективное воздействие ионами происходит при выделении энергии в атомных столкновениях порядка (1-2) 10<sup>7</sup> Дж/моль по всей толщине покрытия.

Однако наилучшие результаты по механической и химической устойчивости имеют двухслойные покрытия из металлов и полимеров (толщина до 150 нм), повторяющих топологический рисунок на металле, после облучения дозами порядка 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>. Облучение таких структур газовой смесью Ar-N<sub>2</sub> без сепарации упрощает процесс модификации полимеров и позволяет увеличить химическую устойчивость покрытий в 10-20 раз, а механическую стойкость в 2-3 раза за счет образования алмазоподобных структур. Их стабильность менялась со временем хранения (до 1- 2 лет) и механическая стойкость падала на 30-50 %. Кроме того, дефектность маскирующих покрытий зависела от топологического рисунка шаблона и конструктивных особенностей лицевой части рабочего фотошаблона и ряда физико-технологических факторов.

## ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК НА ВНУТРИКАМЕРНЫХ ЗЕРКАЛАХ В ТОКАМАКЕ T-10

К.Ю. Вуколов<sup>1)</sup>, В.М. Гуреев<sup>1)</sup>, М.И. Гусева<sup>1)</sup>, Л.С. Данелян<sup>1)</sup>, С.Н. Звонков<sup>1)</sup>,  
С.А. Евстигнеев<sup>1)</sup>, В.В.Затекин<sup>2)</sup>, В.С.Куликаускас<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>ФГУ РНЦ “Курчатовский Институт”, Москва,

<sup>2)</sup>Научно- исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Осаждение загрязнений является значительной проблемой в условиях термоядерного реактора. В частности, могут возникнуть трудности в работе оптических диагностик ИТЭР, вызванные деградацией внутрикамерных зеркал. Эксперименты на T-10 направлены на исследования деградации внутрикамерных зеркал и оценку скорости осаждения, а также изучение состава и морфологии осадений и их очистку лазерным излучением. В экспериментах были использованы зеркала из нержавеющей стали 04X16H11M3T (SS316) размерами:  $9 \times 9 \text{ мм}^2$  и  $20 \times 20 \text{ мм}^2$ , толщиной 4 мм. Зеркала экспонировались в лимитерном сечении в верхнем патрубке T-10 на различных расстояниях от границы плазмы.

Топография и микроструктура осадений были исследованы посредством сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) фирмы JEOL и рентгеноструктурного анализа. Для анализа элементного состава пленок использовался метод резерфордского обратного рассеяния (РОР) в комбинации с упругим резонансным рассеянием. РОР анализ был выполнен в ускорителе Ван-де-Граафа на пучке протонов с энергией 2 МэВ, обратно рассеянных от образца под углом  $170^\circ$  к поверхности. Профили распределения изотопов водорода по глубине были измерены методом регистрации ядер отдачи с использованием ионов  $\text{He}^+$  с энергией 1.9 МэВ.

После экспозиции в T-10 на всех зеркалах были обнаружены пленки. По данным РОР осаждения в основном состоят из углерода и изотопов водорода, а также 5-8 % кислорода. Дейтерий преобладает на открытых частях и его концентрация практически постоянна в глубине пленок. Водород присутствует только в поверхностном слое пленок на глубине менее 80 нм. Толщина осадений на экранированных участках зеркал не превышает 40-50 нм. Отметим, что отношение D/C было равно 0,2-0,35 в обычном режиме в 2002 году, но выросло примерно в 10 раз в 2003 году, что может быть связано с увеличением в режимах 2003 года интенсивности взаимодействия плазма-стенка.

Процесс осаждения загрязнений преобладает над эрозией на зеркалах, размещенных в диагностическом патрубке T-10 рядом с лимитером. Осаждения не только уменьшают интенсивность отраженного излучения, но также сильно искажают его спектр. Результаты исследований 2003 года показывают, что скорость осаждения может быть очень высокой в отдельных режимах. Для поддержания внутрикамерных зеркал диагностик ИТЭР в нужном состоянии в качестве реалистических способов могут рассматриваться только очистка пленок газовым разрядом или лазером.

## ИЗУЧЕНИЕ СОСТАВА ПЕРЕМЕШАННЫХ СЛОЕВ Ве+С НА БЕРИЛЛИИ

М.И. Гусева<sup>1)</sup>, В.М. Гуреев<sup>1)</sup>, Л.С. Данелян<sup>1)</sup>, В.В. Затёкин<sup>2)</sup>, Б.Н. Колбасов<sup>1)</sup>,  
С.Н. Коршунов<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, И.Д. Скорлупкин<sup>1)</sup>, В.Г. Столярова<sup>1)</sup>, П.Н.  
Черных<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>ФГУ РНЦ “Курчатовский Институт”, Москва, Россия

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

Наличие трех различных контактирующих с плазмой материалов (Ве, W и С) в ИТЭР’е будет приводить к образованию перемешанных слоев на поверхности бериллия. Проведены исследования структуры, химического состава перемешанных слоев Ве+С, Ве+С+W на Ве, образующихся в имитационных экспериментах по облучению потоком ацетиленовой плазмы Ве, а также одновременно Ве и W.

Методом атомов отдачи, а также с помощью резерфордского обратного рассеяния определены распределения водорода по толщине перемешанных слоев. Интенсивность потока С<sup>2</sup>Н<sup>2</sup>-плазмы была равна 10<sup>22</sup> м<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, дозы облучения изменялись в диапазоне 10<sup>21</sup>–10<sup>24</sup> м<sup>-2</sup>. Облучение потоком С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub>-плазмы при энергии 300 эВ проводилось при 670 К.

Установлено, что состав перемешанных слоев зависит от дозы облучения. С увеличением дозы возрастает содержание в перемешанных слоях атомов С. При облучении дозой 10<sup>24</sup> м<sup>-2</sup> на поверхности Ве формируется перемешанный слой, содержащий в основном углерод, на поверхности которого образуются поры. Толщины перемешанных слоев пропорциональны дозам облучения и изменяются от ~1 мкм до 10 мкм для дозы 10<sup>24</sup> м<sup>-2</sup>. Толщины водородосодержащих слоев меньше соответствующих толщин перемешанных слоев, т.е. водород не проникает в бериллий. Концентрация водорода в перемешанных слоях Ве+С определяется структурой слоев и их составом. В диапазоне доз 10<sup>23</sup> м<sup>-2</sup>–10<sup>24</sup> м<sup>-2</sup> отношение атомных концентраций Н/(Ве+С) изменяется в пределах 0,22–0,06. Наличие в поверхностном слое пленки толщиной 300 нм 7,6 атомных % вольфрама увеличивает содержание водорода по сравнению с содержанием его в пленке Ве+С, полученной в аналогичном режиме облучения потоком С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub>-плазмы.

# ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

В.Л. Левшунова, В.А. Перевошиков, В.Д. Скупов, Ю.А. Дудин

Научно исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Методами атомно-силовой микроскопии, измерениями микротвердости и плотности микродефектов исследовалось влияние облучения ионами сурьмы с  $E = 80$  кэВ в импульсном режиме с длительностью  $t_{\text{обл}} = 200$  мкс при плотности тока  $8$  мкА/см<sup>2</sup>·с на свойства кристаллов кремния КДБ-12 (001) толщиной  $370 \pm 10$  мкм.

Эксперименты показали, что с увеличением дозы облучения от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> возрастает средняя высота микронеровностей рельефа поверхности как облученной, так и обратной стороны образцов. Отжиг в вакууме при температурах ниже  $600$  °С сглаживает рельеф, а при  $T > 600$  °С амплитуда микронеровностей возрастает. Облучение увеличивает микротвердость с обеих сторон кристаллов, и профиль изменения микротвердости по глубине носит осциллирующий характер, особенно со стороны, не подвергавшейся воздействию ионного пучка. Облучение сопровождается также увеличением плотности микродефектов, которое наиболее заметно вблизи имплантированного слоя. Отжиг частично восстанавливает значения микротвердости и плотность микродефектов. Аналогичная зависимость этих параметров обнаружена при хранении облученных образцов при нормальных условиях.

Полученные результаты объясняются на основе представлений, развитых в [1], где показано, что основной причиной аномально глубоких структурных изменений, включая микрорельеф поверхности необлученной стороны образцов, является перестройка в подсистеме микродефектов кристалла под действием неравновесных точечных дефектов и упругих волн, генерируемых в зоне торможения ионов. Сопоставление с данными по непрерывному ионному облучению показало, что в случае импульсного воздействия перестройка микродефектов происходит более интенсивно, вероятно, вследствие периодичности возбуждения в кристалле переходных процессов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Перевошиков В.А., Скупов В.Д. Геттерирование примесей и дефектов в полупроводниках. Монография. Часть 1. Н.Новгород: Издательство Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 2002, с. 220.

*Для заметок*